HELMUT LINDNER

FIZICA PENTRU TEHNICIENI

CALDURA
ACUSTICA
OPTICA

Scanned with OKEN Scanner

HELMUT LINDNER
Conferenţiar la Şcoala „Fritz Selbmann" din Mittweida

FIZICA PENTRU TEHNICIENI

Vol. II

CĂLDURA. ACUSTICA. OPTICA

Traducere din limba germană după ediţia a V-a revăzută

EDITURA TEHNICĂ
BUCUREŞTI — 1961

Scanned with OKEN Scanner

Cartea cuprinde următoarele părți importante din fizică: căldura, acustica și optica. Studiul fiecărei părți începe cu descrierea fenomenelor, după care urmează explicarea tuturor noțiunilor importante și enunțarea legilor și principiilor. Pe lîngă acestea sînt date unitățile de măsură aferente, diferite tabele, planșa în culori referitoare la spectre, precum și numeroase exemple. Se pune un deosebit accent pe aplicațiile practice.

Cartea se adresează tehnicienilor și persoanelor care posedă numai cunoștințele de matematică și fizică predate în școlile de cultură generală.

LEHRBUCH
DER PHYSIK FÜR TECHNIKER UND INGENIEURE

BAND II

Wärmelehre, Akustik, Optik

von HELMUTH LINDNER

Dozent an der Ingenieurschule für Elektrotechnik „Fritz Selbmann", Mittweida

Fünfte, verbesserte Auflage
Fachbuchverlag, Leipzig 1959

Scanned with OKEN Scanner

PREFAȚĂ

Împreună cu matematica, fizica constituie una din bazele științifice ale tehnicii. Fără un anumit bagaj de cunoștințe de fizică, tehnicienii, începînd cu muncitorul calificat și sfîrșind cu inginerul, nu pot dobîndi siguranța și flexibilitatea de gîndire de care au nevoie în rezolvarea problemelor ce le stau în față și, mai ales, nu pot participa în mod creator la progresul tehnicii. Progresul neîncetat al tehnicii în țările socialiste este însă una din premizele cele mai importante ale ridicării nivelului de trai material și cultural al oamenilor muncii.

Această carte de fizică este destinată viitorilor tehnicieni. Ea a fost întocmită în primul rînd pentru a fi folosită în școlile tehnice de diferite specialități, în școlile tehnice ale întreprinderilor, precum și în școlile medii, dar este tot atît de potrivită și ca îndrumător pentru cei ce învață singuri.

Ca atare, ea nu presupune nici o pregătire superioară; în lucrare sînt expuse, în mod cît mai independent de cunoștințele anterioare și cît mai ușor de înțeles, principiile fizice care stau la baza tehnicii. Împărțirea materiei s-a făcut după ultimele planuri de învățămînt ale școlilor tehnice din Republica Democrată Germană, care au fost întocmite ținîndu-se seamă și de principiile pedagogice moderne.

După o scurtă introducere asupra obiectului fizicii și domeniilor ei și după o descriere succintă a sistemelor de unități de măsură, volumul I tratează mecanica corpurilor solide, lichide și gazoase. Volumul II este consacrat căldurii, acusticii și opticii. În volumul III se studiază electricitatea și fizica atomică.

Rezistența materialelor a fost lăsată înadins la o parte, deoarece ea este tratată în școli ca disciplină separată, accentuîndu-se în special latura ei tehnică. De altfel, în „Fachbuchverlag“ a apărut deja o lucrare foarte bună de rezistența materialelor.

Scanned with OKEN Scanner

În ceea ce privește metodica, de asemenea cartea de față urmează principiile aplicate cu succes pînă acum în școlile tehnice germane. Astfel, de exemplu folosirea notației vectoriale nu este posibilă, deoarece în școlile tehnice nu se învață calculul vectorial (cu excepția adunării vectorilor, care se utilizează ocazional).

Se recomandă ca în toate calculele să se noteze unitățile de măsură ca în exemplele date în acest manual. Pentru a se evita confuziile, simbolurile matematice sînt tipărite cu litere cursive, conform cu DIN 1338 (de exemplu masa m, accelerația pămîntească g, spațiul parcurs s), iar unitățile de măsură sînt tipărite cu litere drepte obișnuite (de exemplu metrul m, *gramul* g, *secunda* s [1]).

AUTORUL ȘI EDITURA

Mittweida i. S. și Leipzig, ianuarie 1959.

[1] Aceste notații coincid cu cele din standardele în vigoare din R.P.R. (N. Red. E.T.).

Scanned with OKEN Scanner

Tabla de materii

A. Căldura

1. **Ce sînt temperatura şi căldura** 11

2. **Dilataţia termică** 12

2.1. Dilataţia corpurilor solide şi lichide 12

2.1.1. Dilataţia liniară 12
2.1.2. Dilataţia în volum (dilataţia cubică) 15
2.1.3. Măsurarea temperaturii 17

2.2. Dilataţia termică a gazelor 22

2.2.1. Legea Gay–Lussac 22
2.2.2. Temperatura absolută 24
2.2.3. Termometrul cu gaz 25

2.3. Ecuaţia de stare a gazelor 26

2.3.1. Ecuaţia generală de stare 29

3. **Energia termică** 32

3.1. Căldura specifică 33

3.1.1. Căldura specifică a corpurilor solide şi lichide 33
3.1.2. Entalpia şi capacitatea calorică 35
3.1.3. Determinarea căldurii specifice a corpurilor solide şi lichide 36

3.2. Echivalentul mecanic al caloriei 37

3.3. Căldura specifică a gazelor 39

3.4. Surse de căldură 42

3.4.1. Surse cosmice de căldură 42
3.4.2. Căldura de combustie 43

4. **Modificările stării de agregare** 45

4.1. Topirea şi solidificarea 45

4.1.1. Temperatura de topire 45
4.1.2. Variaţia volumului în timpul topirii şi solidificării . . . 47
4.1.3. Solidificarea soluţiilor şi aliajelor 48

Scanned with OKEN Scanner

4.2. Căldura de topire şi de solidificare 49
4.2.1. Căldura de dizolvare 50
4.3. Vaporizarea şi condensarea 51
4.3.1. Temperatura de fierbere. 51
4.3.2. Temperatura de fierbere a soluţiilor 52
4.4. Căldura de vaporizare şi de condensare 52
4.5. Vaporii 55
4.5.1. Starea de vapori şi starea gazoasă 55
4.5.2. Presiunea saturantă şi temperatura 57
4.5.3. Entalpia vaporilor 61
4.5.4. Umezeala aerului 62
5. Propagarea căldurii 65
5.1. Convecţia căldurii 66
5.2. Conducţia termică 67
5.3. Transmisia căldurii prin contact 69
5.4. Transmisia căldurii printr–un perete separator 70
5.5. Radiaţia termică 71
5.5.1. Natura radiaţiei termice 71
5.5.2. Reflexia şi absorbţia radiaţiei termice 72
5.5.3. Legea de radiaţie a lui Kirchhoff 75
5.5.4. Puterea emisă şi temperatura 77
5.5.5. Distribuţia spectrală a radiaţiei termice 78
5.5.6. Măsurarea temperaturii cu ajutorul radiaţiei 79
6. Transformările de stare ale gazelor 80
6.1. Transformarea izotermă 81
6.1.1. Lucrul mecanic în procesele izoterme 82
6.2. Transformarea adiabatică 86
6.2.1. Lucrul mecanic în procesele adiabatice 89
6.2.2. Transformarea politropă 89
6.2.3. Determinarea raportului dintre căldurile specifice 90
7. Procese ciclice 91
7.1. Funcţionarea maşinilor termice 91
7.1.1. Maşina cu abur, cu piston 91
7.1.2. Motorul Otto, în patru timpi 92
7.1.3. Motorul Otto, în doi timpi 94
7.1.4. Motorul Diesel 95
7.2. Maşina frigorifică cu compresiune 96
7.3. Pompa de căldură 97
7.4. Ciclul Carnot 98
7.5. Cicluri reversibile 102

Scanned with OKEN Scanner

8. **Entropia** 102

8.1. Entropia în cazul ciclului Carnot 102
8.2. Creşterea entropiei în cazul încălzirii 103
8.3. Creşterea entropiei în cazul procesului de amestec 104
8.4. Al doilea principiu al termodinamicii 106

9. **Gazele reale** 107

9.1. Starea critică 109
9.2. Lichefierea gazelor 109

10. **Teoria cinetică a gazelor** 111

10.1. Numărul lui Avogadro 111
10.2. Viteza moleculară 113

10.2.1. Viteza medie pătratică 113
10.2.2. Distribuţia vitezelor 114

10.3. Mişcarea moleculară şi căldura 117

10.3.1. Energia moleculară şi temperatura 117
10.3.2. Reprezentarea molecular-cinetică a căldurii specifice . 117

10.4. Numărul de ciocniri şi drumul liber mijlociu 120

10.4.1. Manometrul electric 122

B. Acustica

11. **Ce este sunetul?** 123

11.1. Cum se produce sunetul 123
11.2. Frecvenţa şi înălţimea sunetului 123
11.3. Clasificarea vibraţiilor acustice 124

12. **Propagarea sunetului** 125

12.1. Viteza sunetului în corpurile solide 125
12.2. Viteza sunetului în lichide 127
12.3. Viteza sunetului în aer 127
12.4. Viteza undelor transversale 128
12.5. Efectul Doppler 129

13. **Generatoare de sunete** 130

13.1. Coarde 130
13.2. Vergi şi plăci 131
13.3. Coloane de aer 133
13.4. Gramofonul 135

14. **Sunete simple şi sunete complexe** 137

14.1. Game şi intervale 137
14.2. Sunete complexe 138
14.3. Oscilaţii cu bătăi 140
14.4. Rezonanţa 141

Scanned with OKEN Scanner

15. Cîmpul sonor şi parametrii săi 143
15.1. Viteza de vibraţie 144
15.2. Presiunea sonoră 144
15.3. Intensitatea sonoră 145
15.4. Compararea intensităţilor sonore 147

16. Acustica fiziologică 148

16.1. Urechea umană. 148
16.2. Valorile pragurilor 149
16.3. Intensitatea auditivă a sunetelor 150

17. Acustica încăperilor şi a sălilor mari 152

17.1. Absorbţia sunetelor 152
17.2. Atenuarea sunetelor 155
17.3. Stabilirea sunetului şi reverberaţia 156

18. Ultrasunetele 159

C. Optica

19. Ce este lumina? 162

19.1. Surse de lumină 162
19.2. Propagarea luminii în linie dreaptă 164
19.3. Viteza luminii 165

20. Reflexia luminii 167

20.1. Oglinda plană 168

20.1.1. Indicatorul luminos 169
20.1.2. Oglinda diedru 170
20.1.3. Sextantul cu oglindă 171

20.2. Oglinzi curbate 171

20.2.1. Oglinda sferică concavă 171
20.2.2. Imaginile în oglinda concavă 173
20.2.3. Ecuaţiile oglinzii concave 174
20.2.4. Oglinda sferică convexă 176

21. Refracţia luminii 177

21.1. Placa plan–paralelă 179
21.2. Prisma 180
21.3. Reflexia totală 182

22. Descompunerea luminii (dispersia) 185

22.1. Spectrele 186

22.1.1. Spectrul continuu 186
22.1.2. Spectrul de linii 187
22.1.3. Spectrele de absorbţie 188

Scanned with OKEN Scanner

23. **Lentile** 189
23.1. Lentile convergente 190
23.1.1. Imaginile în lentile convergente 192
23.1.2. Ecuaţia lentilei 193
23.2. Lentila divergentă 195
23.3. Lentile groase 195
23.4. Sisteme de lentile 196
23.5. Aberaţiile lentilelor 198
23.5.1. Aberaţia cromatică 198
23.5.2. Aberaţia de sfericitate 199
23.5.3. Astigmatism şi alte aberaţii 200
24. Instrumente optice 201
24.1. **Ochiul** 201
24.1.1. Structura ochiului 201
24.1.2. Miopia şi hipermetropia 203
24.1.3. Vederea în relief 204
24.1.4. Acuitatea vizuală 204
24.2. Lupa 205
24.3. Aparatul fotografic 206
24.4. Aparatul de proiecţie 209
24.5. Luneta astronomică 209
24.6. Lunete speciale 211
24.7. Luneta terestră 213
24.8. Oculare speciale 214
24.9. Luneta Galilei 215
24.10. Microscopul 215
24.11. Limitarea fasciculelor de raze 217
25. **Interferenţa luminii** 218
25.1. Interferenţa pe peliculele subţiri 219
25.2. Interferenţa pe straturile subţiri de acoperire aplicate pe medii mai dense 221
25.3. Interferenţa pe straturile subţiri de aer 222
26. **Difracţia luminii** 224
26.1. Difracţia printr–o fantă simplă 225
26.2. Reţele de difracţie 227
26.3. Puterea separatoare a instrumentelor optice 228
27. **Polarizarea luminii** 231
27.1. Polarizarea prin reflexie şi refracţie 232
27.2. Polarizarea prin dublă refracţie 233
28. **Optica fiziologică** 235
28.1. Sensibilitatea spectrală a ochiului 236
28.2. Culorile 236
28.2.1. Culori cenuşii 237
28.2.2. Culori pure 238

Scanned with OKEN Scanner

28.2.3. Culori voalate 240
28.2.4. Amestecarea culorilor 241

28.3. Durata impresiilor luminoase 242

29. Fotometria 243

29.1. Mărimi fotometrice fundamentale 243

29.1.1. Intensitatea luminoasă 243
29.1.2. Fluxul luminos 244
29.1.3. Iluminarea 246
29.1.4. Strălucirea 248

29.2. Măsurarea intensităţilor luminoase 250
29.3. Măsurarea fluxului luminos şi a iluminării 252

30. Lumină şi substanţă 253

30.1. Date istorice cu privire la teoria luminii 253
30.2. Efectul caloric al luminii 254
30.3. Fluorescenţa şi fosforescenţa 255
30.4. Efectele chimice ale luminii 256
30.5. Efectele electrice ale luminii 257
30.6. Particule şi unde 259

Index alfabetic 262

Sursa figurilor 267

Scanned with OKEN Scanner

A. CĂLDURA

1. Ce sînt temperatura şi căldura ?

Dacă pipăim un corp, avem o senzaţie de *cald* sau de *rece*. Aceste senzaţii sînt produse de o stare a corpurilor care variază după împrejurări şi care se numeşte *temperatură*. Însă gama de senzaţii pe care ne-o transmite sistemul nervos al pielii este prea limitată şi nu permite să se facă măsurări (fig. 1). De aceea se

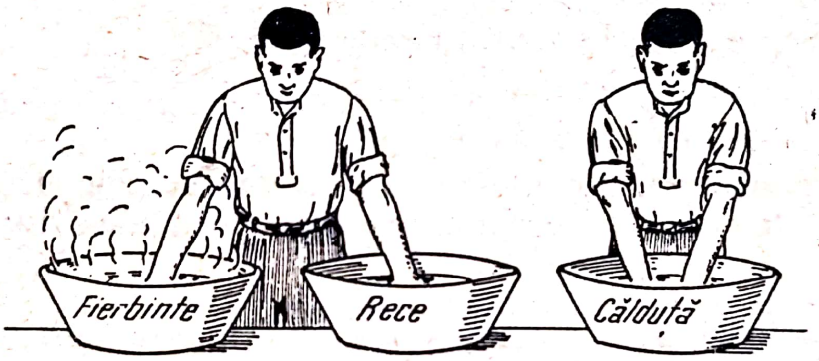


Fig. 1. Senzaţia de căldură este relativă:
a) introduceţi cîtva timp o mînă în apă rece şi alta în apă fierbinte; *b*) dacă introduceţi după aceea ambele mîini într-un lighean cu apă călduţă, cea care a fost în apă rece are senzaţia că apa este fierbinte, iar cealaltă că este rece.

recurge la diferite mijloace ajutătoare (de exemplu la termometre) pentru a pune în evidenţă în mod clar şi a măsura cele mai mici variaţii de temperatură.

Pentru a ridica temperatura unui corp, trebuie neapărat să i se comunice e n e r g i e, de exemplu prin frecare sau prin agitare. Această energie se acumulează în corp sub formă de e n e r g i e t e r m i c ă (căldură). Cînd un corp se răceşte el cedează energie, încălzind astfel mediul din jurul său care înainte era mai rece, aşa cum se întîmplă de pildă cu orice sobă.

Mai de mult se admitea existenţa unui „fluid“ special, o substanţă calorică, ce trece de la un corp la altul în ambele sensuri. Astăzi se ştie că energia termică reprezintă e n e r g i a c i n e-

tică a moleculelor din care sînt alcătuite corpurile; aceste molecule se mişcă şi oscilează neîncetat. Cu cît moleculele se mişcă mai repede (cazul gazelor), respectiv cu cît amplitudinea oscilaţiilor lor este mai mare (cazul corpurilor solide) cu atît energia (deci şi energia termică) pe care o posedă corpul este mai mare. În lumina acestei concepţii, *teoria cinetico-moleculară* este indispensabilă oricărui studiu modern al căldurii.

2. Dilataţia termică

Unul dintre efectele cele mai importante ale căldurii este *dilataţia* corpurilor cînd temperatura lor creşte şi *contracţia* cînd temperatura lor scade.

2.1. Dilataţia corpurilor solide şi lichide

2.2.1. Dilataţia liniară

În general, ipoteza că lungimea unui corp creşte sau scade proporţional cu temperatura duce la rezultate mulţumitoare. Modul specific în care se comportă fiecare substanţă în parte se exprimă prin coeficienţii de dilataţie respectivi.

Coeficientul de dilataţie liniară este: $\alpha = \dfrac{\text{creşterea lungimii}}{\text{lungimea iniţială}}$ la o creştere a temperaturii cu 1°C.

Pentru simplificare, să ne referim la o bară cu lungimea de 1 m. Cînd temperatura barei va creşte cu 1°C, ea se va dilata cu

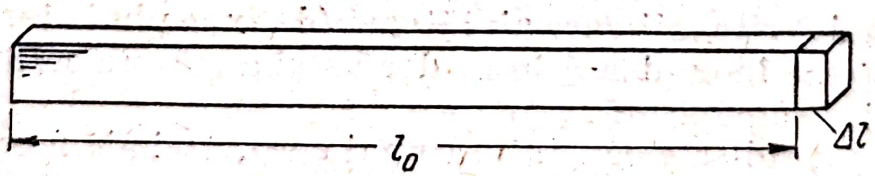


Fig. 2. Dilataţia liniară a unei bare.

α metri. Dacă l_0 este lungimea barei la temperatura iniţială t_0, cînd temperatura ei va creşte de la t_0 la t, bara se va lungi cu cantitatea Δl (fig. 2).

Creşterea lungimii se exprimă prin relaţia: $\Delta l = l_0 \alpha (t - t_0)$. (1)

Scanned with OKEN Scanner

Se poate nota diferența de temperatură $(t-t_0)$ cu Δt și atunci se obține

lungimea totală: $$l=l_0+\Delta l=l_0(1+\alpha\,\Delta t)$$

În cazul răcirii, cînd $t<t_0$, avem o variație negativă a lungimii (o scurtare). Coeficienții de dilatație sînt valabili numai în limitele intervalelor de temperatură indicate în tabelele respective.

Coeficienții de dilatație liniară α ai cîtorva substanțe solide
(între 0°C și 100°C)

Aluminiu	0,000 023	Platină	0,000 009
Plumb	0,000 029	Wolfram	0,000 004...9
Fier pur	0,000 012	Sticlă	0,000 006...9
Fontă	0,000 009	Sticlă de cuarț	0,000 000 6
Oțel V 2a	0,000 016	Invar (64%Fe, 36%Ni)	0,000 002
Constantan	0,000 015	Suprainvar (63%Fe, 32%Ni, 5%Co, 0,3% Mn)	0,000 000 1...5
Cupru	0,000 014	Calcar	0,000 004
Alamă	0,000 018		
Zinc	0,000 036		

Dintre substanțele naturale, cuarțul se dilată cel mai puțin. De aceea, accesoriile de laborator făcute din sticlă de cuarț (fig. 3) sînt deosebit de insensibile la variațiile de temperatură. Un tub de cuarț înroșit în foc poate fi cufundat în apă rece fără să plesnească. Pentru unele piese de mecanică fină, fire de sîrmă servind la măsurări etc. trebuie să se întrebuințeze invar sau suprainvar. La obiectele foarte lungi, dilatația liniară are adesea urmări grave: sîrmele bine întinse în aer liber se pot rupe cînd este ger,

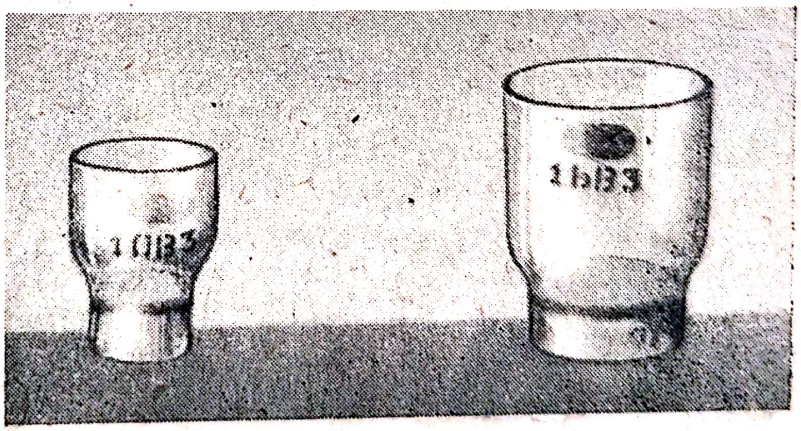


Fig. 3. Pahare de filtrat făcute din sticlă de cuarț.

Scanned with OKEN Scanner

șinele de cale ferată se pot curba dacă nu sînt despărțite prin rosturi de dilatație (fig. 4), iar podurile și grinzile cu zăbrele se

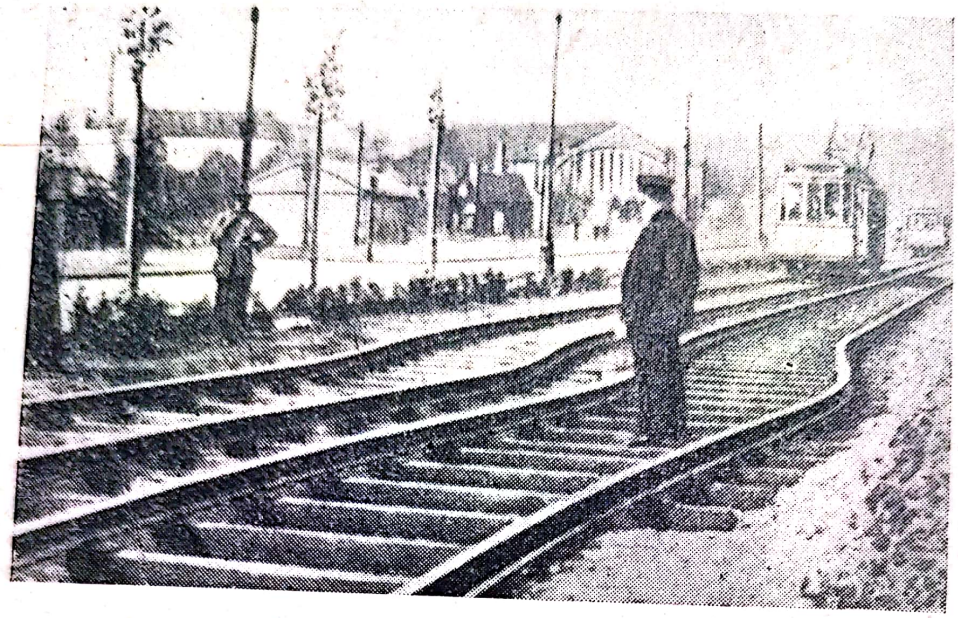


Fig. 4. Șine de tramvai curbate din cauza căldurii solare în timpul verii.

așază pe reazeme cu role din motive similare. La conducte se compensează variațiile de lungime prin lire de dilatație (fig. 5).

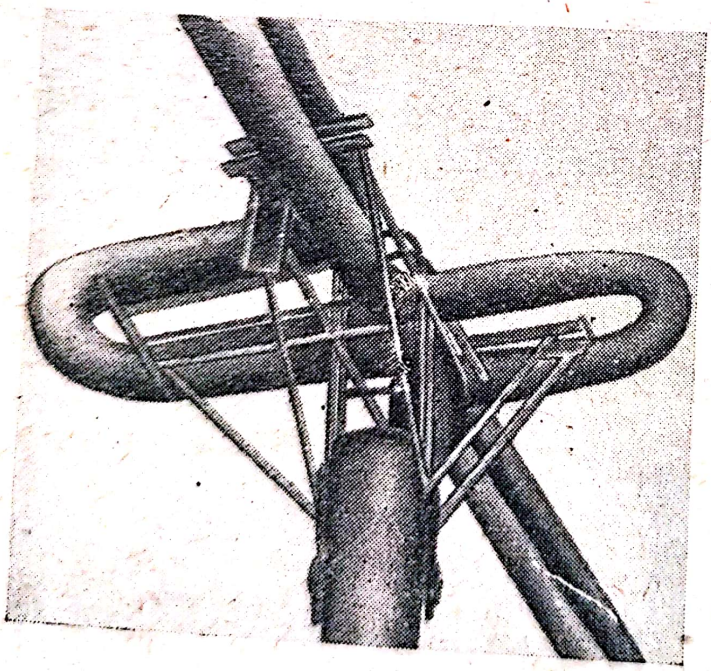


Fig. 5. Lire de dilatație la o conductă.

La turnarea metalelor forma trebuie să fie mai mare decît piesa cu cantitatea care reprezintă „r e t r a g e r e a“ metalului. Această cantitate, raportată la lungimea totală a piesei, este de 1/96 la fontă, de 1/65 la alamă și de 1/92 la plumb.

Exemple. 1. Cu cît se lungește o șină de cale ferată de oțel, lungă de 25 m, cînd temperatura ei crește cu 30°C ($\alpha = 0{,}000\ 012$/grd)?

Conform cu (1), avem:
$\Delta l = 25\ \text{m} \cdot 0{,}000\ 012/\text{grd} \cdot 30\ ^\circ\text{C} = 0{,}009\ \text{m} = 9\ \text{mm}$.

2. Ca siguranțe electrice se folosesc adesea l a m e b i m e t a l i c e. Două lame metalice cu coeficienții de dilatație diferiți sînt sudate sau nituite împreună pe toată lungimea lor. La trecerea curentului electric prin ele, o lamă se dilată mai puternic decît cealaltă, ceea ce are drept urmare încovoierea lamelor și întreruperea circuitului.

Scanned with OKEN Scanner

3. Cînd se strînge bandajul (şina) pe o roată, întîi se încinge bandajul în foc şi apoi se aplică pe roată.

2.1.2. Dilataţia în volum (dilataţia cubică)

Volumul total este: $\boxed{V=V_0(1+\gamma\,\Delta t)}$ (2)

în care γ reprezintă

coeficientul de dilataţie cubică: $\boxed{\gamma=3\alpha}$.

Deducerea formulei. Să considerăm mai întîi un cub cu latura l_0. Volumul său V_0, la temperatura t_0, este egal cu l_0^3. Temperatura corpului crescînd cu cantitatea Δt, lungimea laturilor devine $l_0(1+\alpha\Delta t)$ şi deci noul volum va fi $V=V_0(1+\alpha\Delta t)^3$. Dezvoltînd această expresie, rezultă: $V=V_0[1+3\alpha\,\Delta t+3\alpha^2(\Delta t)^2+\alpha^3(\Delta t)^3]$. Dar α fiind o cantitate foarte mică, termenii care conţin pe α^2 şi α^3 pot fi neglijaţi faţă de α. Deci pentru a calcula dilataţia în volum a unui obiect nu ne este necesară o tabelă specială. N-avem decît să înmulţim valorile lui α cu 3 şi obţinem pe γ din formula (2). Deoarece ne putem imagina orice corp ca fiind compus din numeroase cuburi mici, coeficientul de dilataţie este valabil pentru toate corpurile, indiferent de configuraţia lor, adică şi pentru corpurile goale înăuntru.

Făcînd un raţionament absolut analog, se obţine

coeficientul de dilataţie în suprafaţă:

$\boxed{\beta=2\alpha}$.

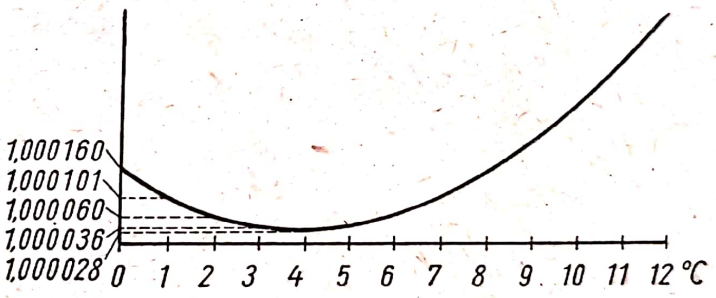


Fig. 6. Anomalia de densitate a apei. Variaţia volumului unui gram de apă în intervalul de temperatură 0···12°C.

Dilataţia lichidelor, în special a apei, nu este proporţională cu temperatura; de aceea se recomandă să se ia volumul corespunzător fiecărei temperaturi dintr-o tabelă de densităţi. Apa prezintă următoarea particularitate: are densitatea maximă la 4°C (*anomalia de densitate*) (fig. 6).

Densitatea apei

Temperatura, în °C	Densitatea, în g/cm³	Temperatura, în °C	Densitatea, în g/cm³	Temperatura, în °C	Densitatea, în g/cm³
0	0,999 841	7	0,999 902	14	0,999 244
1	0,999 900	8	0,999 849	15	0,999 099
2	0,999 941	9	0,999 782	16	0,998 943
3	0,999 965	10	0,999 701	17	0,998 775
4	0,999 973	11	0,999 606	18	0,998 596
5	0,999 965	12	0,999 498	19	0,998 406
6	0,999 941	13	0,999 377	20	0,998 205

Scanned with OKEN Scanner

Coeficientul de dilatație cubică al cîtorva lichide
(la 18 °C)

Eter	0,001 62	Acid sulfuric	0,000 55
Alcool etilic	0,001 10	Mercur în termometru de sticlă de Jena nr. 16	0,000 157 (aparent)
Benzen	0,001 06		
Petrol	0,000 96	Idem, nr. 2 954	0,000 163 (aparent)
Mercur	0,000 181		
Apă	0,000 13		

Exemple. 1. Pentru a cunoaște volumul exact al unui vas de sticlă trebuie să se indice totdeauna la ce temperatură a fost etalonat (fig. 7).

2. Deoarece răcirea corpurilor fierbinți începe de la suprafață, în interiorul lor apar tensiuni care pot fi supărătoare.

Din această cauză obiectele de sticlă trebuie să fie răcite cu băgare de seamă și lent, în cuptoare speciale (fig. 8). La fel, cînd se introduc filamentele în becurile electrice și în tuburile cu vid trebuie avut în vedere faptul că sticla și filamentele au coeficienți de dilatație diferiți. Înainte se făcea uz exclusiv de platină, astăzi se folosesc în acest scop aliaje speciale.

3. Un vas de aluminiu cu capacitatea de 1,5 l este încălzit de la 15°C la 100°C. Cu cît i se mărește volumul?

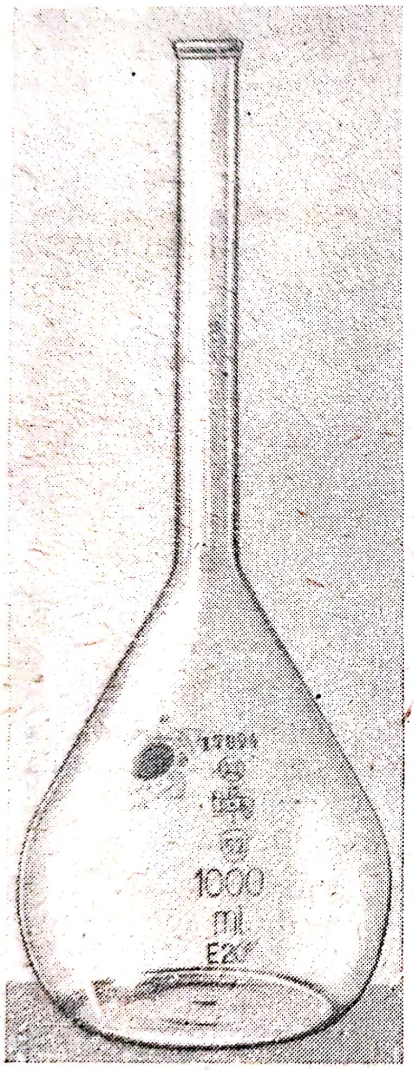


Fig. 7. Balon cotat la 20°C, cu inel și cu marcă de etalonare.

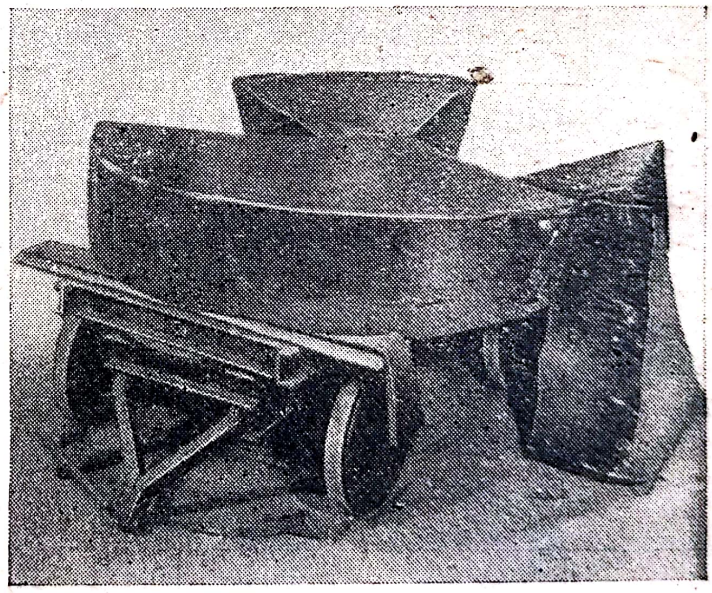


Fig. 8. Disc de sticlă optică plesnit din cauza răcirii defectuoase.

Conform cu (2), se obține $\Delta V = \frac{0{,}000\,069}{\text{grd}} \cdot 85° \cdot 1{,}5\ l = 0{,}008\ 8\ l = 8{,}8\ \text{cm}^3$

În cazul dilatației l i c h i d e l o r î n v a s e, în calcule se utilizează *coeficienții de dilatație cubică aparentă*. De exemplu

pentru mercurul aflat într-un vas de sticlă ($\alpha = 0{,}000\,006$) situaţia se prezintă astfel: în timp ce unitatea de volum de mercur creşte cu γ la fiecare grad de temperatură, capacitatea vasului se măreşte cu 3α pentru fiecare unitate de volum şi grad. De aceea dilataţia aparentă (relativă) a mercurului va fi

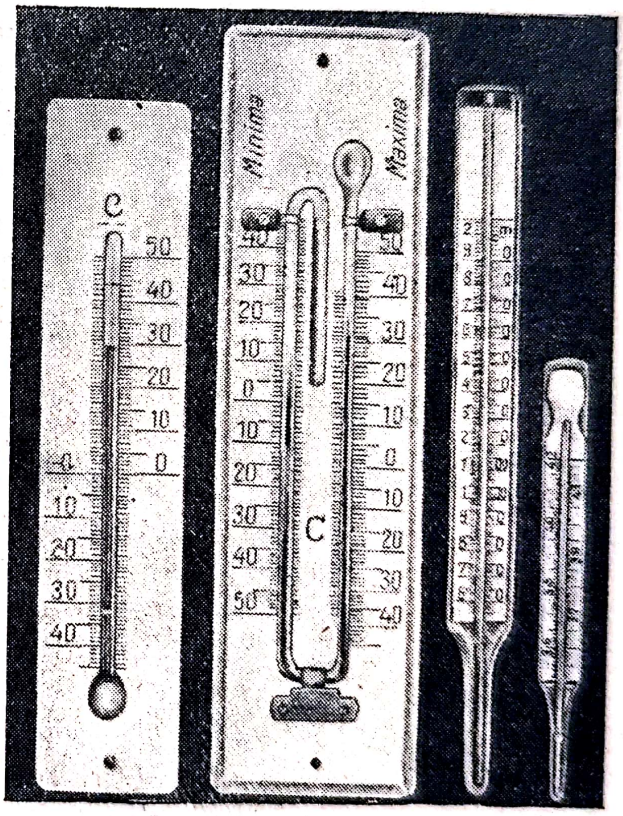
$$(0{,}000\,181 - 0{,}000\,018) = 0{,}000\,163$$

pentru fiecare unitate de volum şi grad.

2.1.3. Măsurarea temperaturii

Întrucît natura nu ne prescrie nici o scară de temperaturi este indiferent pe baza cărui fenomen fizic se întocmeşte o astfel de scară. *Termometrele* (fig. 9) pentru măsurări simple de temperatură se bazează pe dilataţia termică. Ele sînt gradate în grade întregi sau în zecimi de grad şi sînt umplute cu mercur sau cu alcool colorat. Conform convenţiilor internaţionale, toate măsurările de temperaturi [1]) trebuie să se orienteze după anumite *puncte fixe*. Acestea sînt:

0°C — temperatura gheţii ce se topeşte la presiunea de 760 torr (punctul de îngheţare al apei);
100°C — temperatura apei ce fierbe, la presiunea de 760 torr (punctul de fierbere al apei) [2]).



a *b* *c* *d*

Fig. 9. Diferite termometre:
a) termometru de cameră; *b*) termometru de maximă şi minimă; *c*) termometru pînă la 200°C; *d*) termometru medical.

Aceste puncte corespund gradaţiei lui Celsius şi de aceea temperatura se indică totdeauna în *grade Celsius* (°C). Aceste două puncte au fost

[1]) Scara internaţională de temperaturi, valabilă astăzi, a fost stabilită la cea de-a 9-a Conferinţă Generală pentru Măsuri şi Greutăţi din anul 1948.

[2]) A 10-a Conferinţă Generală pentru Măsuri şi Greutăţi (1954) a stabilit pe lîngă scara internaţională şi o „scară termodinamică". Diferenţele dintre aceste două scări sînt neglijabile pentru practica curentă (N. Red. E. T.).

alese din cauza preciziei lor mari şi a uşurinţei cu care pot fi reproduse.

Mai de mult se foloseau şi alte scări de temperaturi: scara R é a u m u r care cuprinde intervalul de la 0°R (punctul de îngheţare al apei) pînă la 80°R (punctul de fierbere al apei) şi scara F a h r e n h e i t de la 32°F (punctul de îngheţare al apei) pînă la 212°F (punctul de fierbere al apei).

Pentru etalonare, termometrul se cufundă pe t o a t ă l u n g i m e a c o l o a n e i s a l e d e m e r c u r în gheaţă sfărîmată în curs de topire, respectiv se atîrnă în spaţiul umplut cu vapori al unui balon în care fierbe apă. Alte puncte fixe sînt următoarele:

−182,97°C, punctul de fierbere al oxigenului;
444,60°C, punctul de fierbere al sulfului;
960,8 °C, punctul de solidificare al argintului lichid;
1 063,0 °C, punctul de solidificare al aurului lichid.

Dăm mai departe domeniile de utilizare ale cîtorva termometre [1]):

−190°C ..... 0°	..... 630,5°	..... 1063°	.... temperaturi oricît de înalte
Termometru cu rezistenţă electrică de platină	Cuplu termoelectric cu platină şi platină-rodiu	Pirometrie optică	

Pentru temperaturi foarte joase, singurul termometru care dă indicaţii demne de încredere este termometrul cu gaz. Pentru utilizări practice, se fabrică termometre cu mercur pentru temperaturi pînă la 650°C şi termometre din sticlă de cuarţ mergînd chiar pînă la 800°C.[2]). Deoarece mercurul fierbe la 357°C, există pericol de explozie la temperaturi mai ridicate decît aceasta. Pentru temperaturi joase, pînă la aceea a aerului lichid, se poate folosi un termometru umplut cu pentan.

Dacă vrem să măsurăm temperatura unui lichid (de pildă a unui ulei sau a unui metal topit) trebuie să avem în vedere faptul că numai o parte din coloana de mercur are temperatura ce urmează a fi măsurată. Aşadar termometrul arată p r e a p u ţ i n. Valoarea adevărată a temperaturii se află în modul următor. Să presupunem că în spaţiul de deasupra lichidului, unde temperatura este t_0, se găsesc n diviziuni ale scalei. Dacă această

[1]) Vezi amănunte, de exemplu, în Kohlrausch, „Praktische Physik", Vol. I.
[2]) Aceste termometre sînt umplute cu un gaz (de obicei azot) deasupra coloanei de mercur. Astfel presiunea nu este de 760 torr şi mercurul nu fierbe la 357°C (N.Red.E.T.).

porțiune a scalei ar fi și ca cufundată în lichid, ea s-ar dilata cu cantitatea suplimentară, numită

corecția coloanei: $\Delta t = \alpha n(t - t_0)$

în care α este coeficientul de dilatație aparentă al mercurului din termometru.

Valoarea t_0 se măsoară cu un termometru auxiliar, care se suspendă alături de coloana de mercur a termometrului principal.

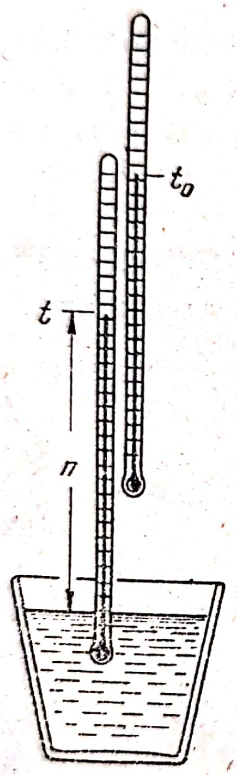


Fig. 10. Corecția coloanei.

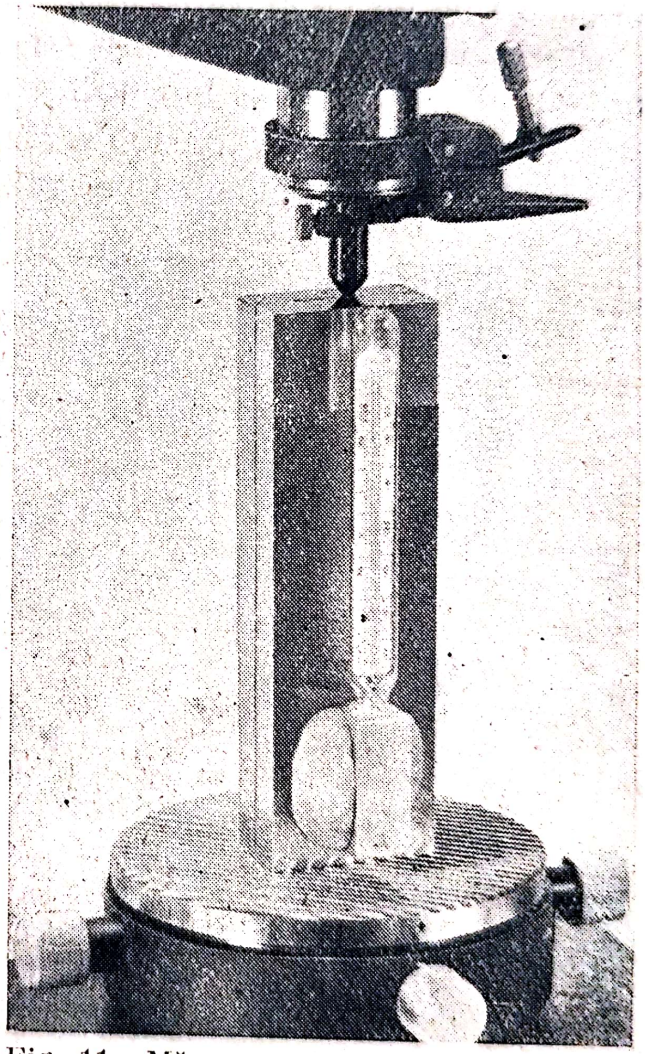


Fig. 11. Măsurarea temperaturii la suprafața unui corp metalic cu ajutorul unui termometru special fixat pe el cu chit.

Corecția Δt se adaugă la temperatura t citită la termometrul principal (fig. 10).

Există diferite tipuri de termometre, în funcție de scopul în care se întrebuințează.

La *termometrul medical* (fig. 9 *d*), coloana de mercur înaintează printr-o porțiune gîtuită a tubului capilar, iar cînd temperatura scade, coloana se întrerupe. Coloana, care s-a oprit în poziția

Scanned with OKEN Scanner

cea mai de sus, poate fi coborîtă din nou prin scuturarea termometrului.

Termometrul de maximă și minimă se bazează pe dilatarea alcoolului (fig. 9 *b*), care se găsește în ramura îndoită în jos. Cînd alcoolul se încălzește, coloana de mercur este împinsă în cealaltă ramură a termometrului și la rîndul său împinge un mic indice de oțel, care rămîne fix la punctul cel mai înalt. În cazul răcirii, este antrenat un alt indice. Spațiul de acumulare a vaporilor, care este format de micul balon de la partea superioară a termometrului, permite jocul necesar dilatării. Indicii de metal pot fi readuși la partea de jos cu ajutorul unui mic magnet.

Termometrul metalic este prevăzut cu un ac indicator pus în mișcare de către o lamă bimetalică ce se încovoaie prin încălzire.

Termograful (fig. 12) este prevăzut cu un tub Bourdon (vezi vol. I, 10.2.1) a cărui mișcare face să se deplaseze un braț

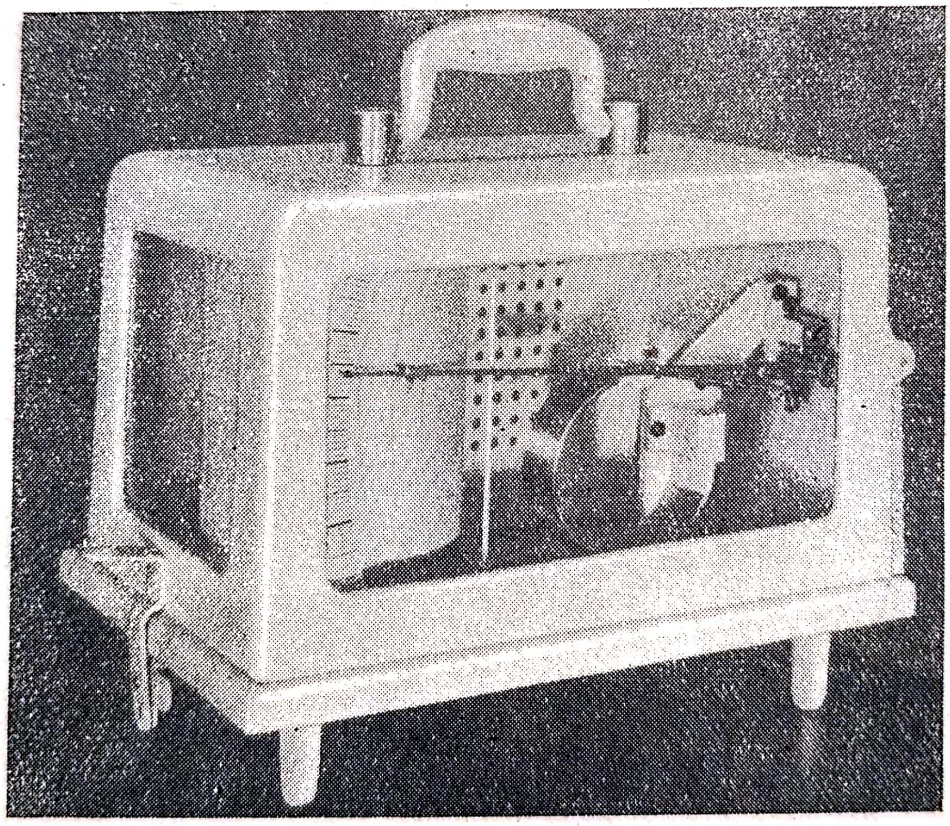


Fig. 12. Termograf (termometru înregistrator).

avînd în vîrf o peniță care înregistrează variațiile de temperatură pe un tambur ce se rotește cu ajutorul unui mecanism de ceasornic. În modul acesta se obține o curbă care reprezintă variația temperaturii pe o perioadă mai lungă de timp.

Scanned with OKEN Scanner

Cuplul termoelectric (fig. 13) se bazează pe faptul că în punctul de contact a două metale diferite apare o tensiune electrică îndată ce temperatura în acest punct este diferită de aceea din restul circuitului electric. Astfel de cupluri pot avea dimensiuni extraordinar de mici și sînt extrem de ușoare. Aparatul de măsurat care indică temperatura se poate găsi la mare depărtare de punctul a cărui temperatură se măsoară.

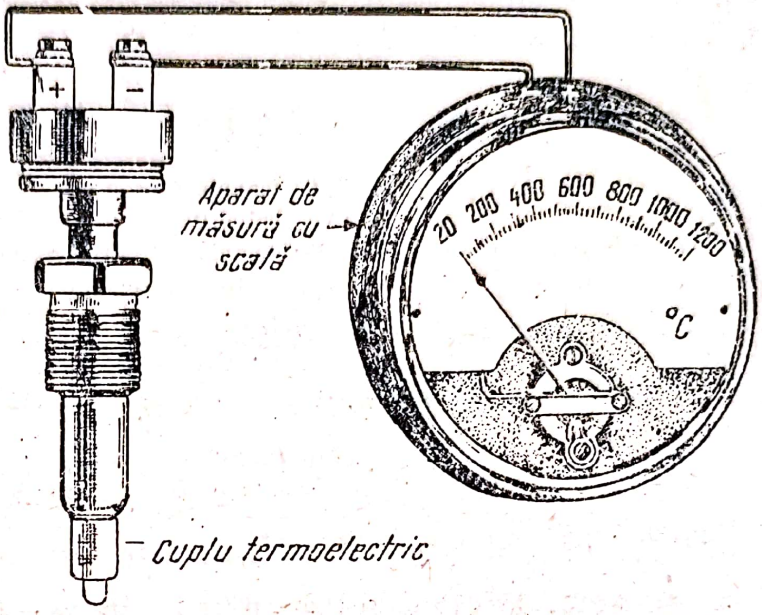


Fig. 13. Cuplu termoelectric pentru măsurarea temperaturii în interiorul unui motor Diesel.

Termometrul cu rezistență electrică se bazează pe variația rezistenței electrice a metalelor cu temperatura. Pentru aprecierea comodă a temperaturilor superficiale se folosesc *vopsele* speciale (*termoculori*), care sînt substanțe ce își schimbă culoarea cînd ating o anumită temperatură. De exemplu iodura de mercur amestecată cu subiodură de cupru (amestec inițial roșu) devine de culoarea ciocolatei la 70°C, iar iodura galbenă de argint și mercur devine portocalie-roșcată la 40°C. Aceste substanțe își recapătă culoarea inițială cînd se răcesc. De curînd s-au descoperit și culori care rămîn permanent modificate. Cu ajutorul lor

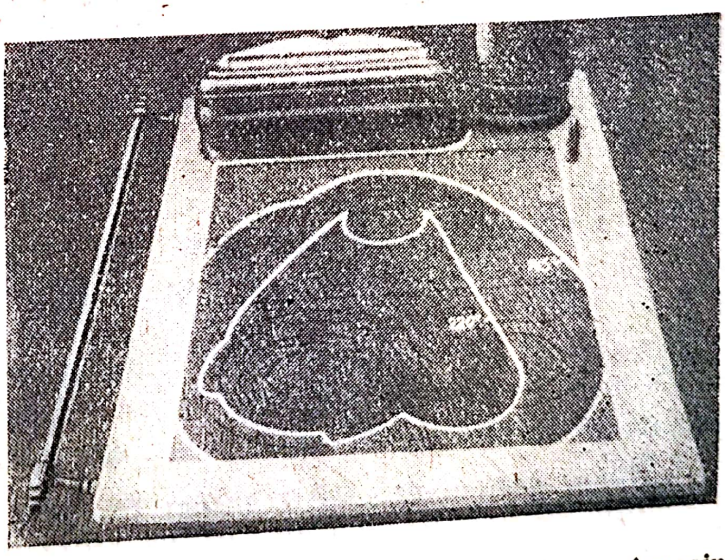


Fig. 14. Distribuția temperaturii pe plita unei mașini de gătit, făcută vizibilă cu ajutorul unor termoculori.

Scanned with OKEN Scanner

se poate face vizibilă distribuţia superficială a temperaturii între 30° şi 650°C, pe plitele maşinilor de gătit, pe părţile supraîncălzite ale motoarelor etc. (fig. 14). Există şi creioane colorate de acest gen.

2.2. Dilataţia termică a gazelor

2.2.1. Legea Gay-Lussac

Pe măsură ce temperatura creşte, volumul gazelor se măreşte. Pentru coeficientul de dilataţie cubică al cîtorva gaze s-au stabilit următoarele valori:

Dilataţia în volum a cîtorva gaze

Aer	0,003 674	Heliu	0,003 660
Hidrogen	0,003 662	Bioxid de carbon	0,003 726

Din aceste cifre se vede că α are aproape aceeaşi valoare pentru toate gazele. Pentru hidrogen şi heliu, $\alpha = 0{,}003\ 66 = \frac{1}{273{,}2}$.

Această dilataţie, practic egală pentru toate gazele, a fost stabilită prima oară de savantul francez Gay-Lussac (1778—1850).

Coeficientul de dilataţie al tuturor gazelor este: $\boxed{\alpha = \frac{1}{273{,}2}}$.

Legea lui Gay-Lussac se exprimă prin relaţia: $\boxed{V = V_0\left(1 + \frac{t}{273{,}2}\right)}$. (3)

Conform acestei legi, un gaz se dilată de exemplu în intervalul 19°C...20°C cu aceeaşi cantitate ca şi în intervalul 0°C...1°C. În cazul de faţă V_0 nu este un volum iniţial oarecare, ci totdeauna volumul la 0°C.

Multe legi ale termodinamicii iau o formă deosebit de simplă dacă se face abstracţie de faptul că în realitate α are diferite valori, considerîndu-se că este vorba de un gaz perfect.

Gazul perfect ascultă riguros, în toate intervalele de temperatură, atît de legea Gay-Lussac, cît şi de legea Boyle-Mariotte (vezi vol. I, 10.2).

Însă, trebuie să se aibă în vedere că uneori (în primul rînd la temperaturi joase) comportarea *gazelor reale* poate să se abată considerabil de la aceste legi. La temperatură obişnuită, hidrogenul şi heliul se comportă practic ca gazul perfect.

Scanned with OKEN Scanner

Cînd gazul încălzit se află închis într-un vas, el nu se poate dilata, astfel că volumul său rămîne constant. În schimb, presiunea gazului crește cu 1/273 pentru fiecare grad cu care se ridică temperatura.

Creșterea presiunii gazelor pentru fiecare grad cu care se ridică temperatura este: $\boxed{\alpha = \frac{1}{273{,}2}}$ *din presiunea la 0°C.*

Legea de variație a presiunii la volum constant este analogă legii Gay-Lussac exprimîndu-se prin relația: $\boxed{p = p_0(1+\alpha t)}$. (4)

Valoarea lui α pentru aer se poate stabili prin următoarea experiență simplă (fig. 15). Aerul închis într-un balon de sticlă se încălzește de la temperatura t_1 la t_2 prin cufundarea balonului într-un vas umplut cu apă, a cărei temperatură

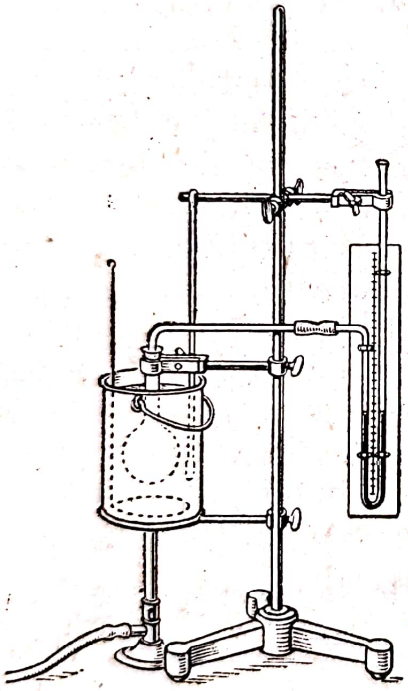


Fig. 15. Determinarea coeficientului de dilatație al aerului.

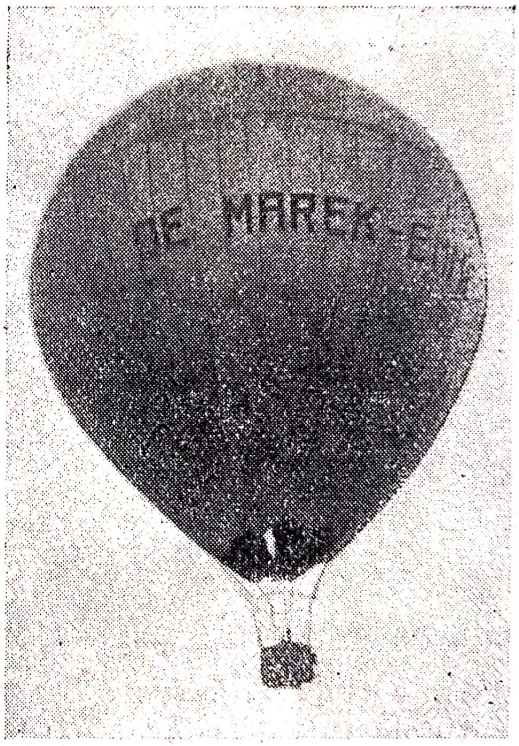


Fig. 16. Balon modern cu aer cald obținut prin încălzire la flacără de ulei.

poate fi ridicată sau coborîtă după voie. Presiunile p_1 și p_2 se citesc la manometrul cu mercur racordat cu balonul; la acestea trebuie să se adauge, de fiecare dată, presiunea atmosferică exterioară (presiunea barometrică). Rezultă:

$$p_1 = p_0(1+\alpha t_1), \text{ de unde } p_0 = \frac{p_1}{1+\alpha t_1}$$

$$p_2 = p_0(1+\alpha t_2), \text{ de unde } p_0 = \frac{p_2}{1+\alpha t_2}.$$

Egalînd membrii din dreapta ai acestor două ecuații, obținem:

$$\frac{p_1}{1+\alpha t_1} = \frac{p_2}{1+\alpha t_2}, \text{ de unde } \alpha = \frac{p_2 - p_1}{p_1 t_2 - p_2 t_1}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Exemple. 1. Un vas umplut cu aer este închis la 0°C și apoi este încălzit din exterior. La ce temperatură presiunea din interiorul vasului devine egală cu dublul presiunii inițiale?

Se ia $p_0=1$ și $p=2$. Apoi, conform cu (4), $t=\left(\frac{p}{p_0}-1\right)\cdot\frac{1}{\alpha}$ sau numeric $t=(2-1)\cdot 273=273°C$.

2. În timpul exploziilor se dezvoltă mari cantități de gaze cu temperatură înaltă și, deci, mari presiuni.

3. Aerul încălzit are, din cauza volumului său mai mare la presiune egală, o greutate specifică mai mică și de aceea urcă în atmosferă, ceea ce explică v î n t u r i l e a s c e n d e n t e calde, balonul cu aer cald (fig. 16), tirajul coșurilor etc.

2.2.2. Temperatura absolută

Ceea ce s-a spus despre încălzirea unui gaz este valabil și în cazul r ă c i r i i gazului: v o l u m u l său trebuie să s e m i c ș o r e z e pentru fiecare grad cu care scade temperatura cu aceeași fracțiune α. Reprezentarea grafică (fig. 17), a variației volumului în funcție de temperatură este o d r e a p t ă. Dacă se prelungește această dreaptă spre stînga, ea ajunge la un moment dat la un punct de pe axă în care volumul este zero. Aceasta trebuie să se întîmple la temperatura $t=-273{,}2°C$, căci atunci, conform cu (3), $V=V_0\left(1-\frac{273{,}2}{273{,}2}\right)=0$. De aici rezultă concluzia că o t e m p e r a t u r ă m a i j o a s ă n u p o a t e e x i s t a, deoarece este imposibil de conceput, din punct de vedere fizic, un volum negativ. Această temperatură se numește *zero absolut* (valoarea mai exactă este — 273,16°C).

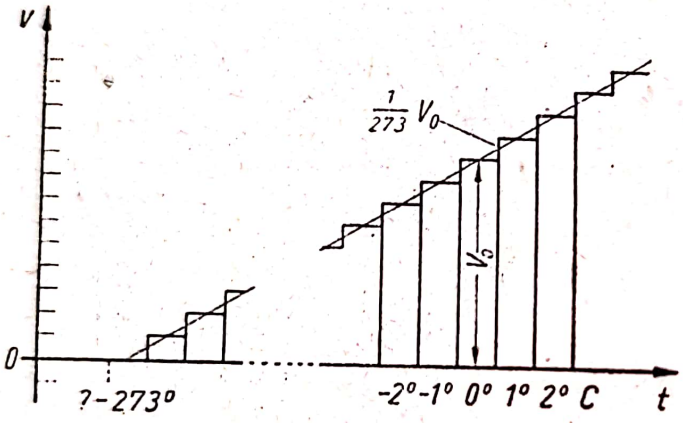


Fig. 17. Răcirea treptată a aerului dintr-o incintă.

Apare însă o dificultate în interpretare, căci pe de o parte un gaz nu poate dispărea niciodată, iar pe de altă parte toate g a z e l e r e a l e devin l i c h i d e înainte de a ajunge la zero absolut și astfel se sustrag legii Gay-Lussac. Prin urmare, explicația temperaturii de zero absolut se bazează numai pe noțiunea de gaz perfect. Sensul mai profund al acestei noțiuni este acela că la zero absolut e n e r g i a c i n e t i c ă a moleculelor d e v i n e n u l ă. Deci limita inferioară a scării temperaturilor se caracterizează prin încetarea completă a mișcării moleculare.

Scanned with OKEN Scanner

De multe ori este avantajos să se socotească temperaturile începînd de la zero absolut. Atunci se spune că avem de-a face cu

temperatura absolută: (în grade Kelvin) $\boxed{T = t + 273{,}2}$ [°K]. (5)

În fig. 18 este reprezentată variaţia volumului unui gaz în funcţie de temperatura absolută T.

Din asemănarea triunghiurilor (fig. 18) se poate deduce, fără dificultate, că

volumul unui gaz la presiune constantă este proporţional cu temperatura absolută: $\boxed{\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}}$. (6)

Din (4) rezultă în mod corespunzător că

presiunea unui gaz la volum constant este proporţională cu temperatura absolută: $\boxed{\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}}$, (6a)

unde p este presiunea, iar T este temperatura absolută.

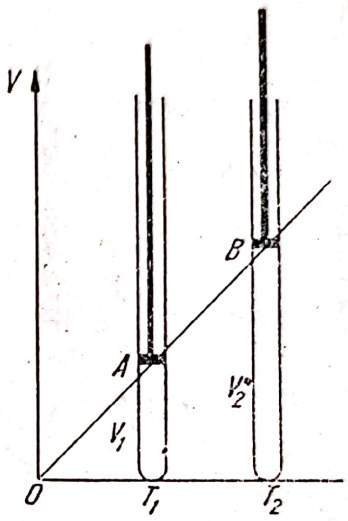


Fig. 18. Variaţia volumului unui gaz în funcţie de temperatura absolută.

Exemplu. Suprapresiunea oxigenului dintr-o butelie de oţel la 25°C este de 150 at. Cum se modifică presiunea cînd butelia este răcită pînă la −10°C?

Trebuie să se introducă în ecuaţia (6a) suma dintre această suprapresiune şi presiunea atmosferică în momentul umplerii buteliei. Dacă se ia presiunea atmosferică egală cu 736 torr = 10 000 kgf/m², introducînd datele numerice în relaţia $p = \frac{p_1 T_2}{T_1}$, se obţine valoarea

$$p_2 = \frac{263 \cdot 1\,510\,000}{298} \text{ kgf/m}^2 = 1\,333\,000 \text{ kgf/m}^2$$

căreia îi corespunde o suprapresiune de 132,3 at.

2.2.3. Termometrul cu gaz

Gazele care se apropie cel mai mult de gazul perfect, în special hidrogenul şi heliul, pot servi la umplerea termometrelor, deoarece ele permit măsurarea temperaturii cu o precizie mai mare decît toate celelalte substanţe. Scara internaţională de temperaturi (vezi § 2.1.3) împarte intervalul dintre punctele fixe după modul în care s-ar dilata gazul perfect. În fig. 19 este reprodus schematic un *termometru cu gaz*. El este constituit dintr-un vas de platină (care poate fi folosit pînă la 1 600°C) umplut cu hidrogen şi care comunică cu un manometru

Scanned with OKEN Scanner

cu mercur. Prin ridicarea sau coborîrea ramurii din dreapta a manometrului, se poate menține meniscul din A mereu la aceeași înălțime, respectiv se poate menține constant volumul gazului din vas. Astfel diferența de nivel dintre A și B este o măsură a p r e s i u n i i, variabilă cu temperatura [formula (4)]. Desigur, trebuie să se țină seamă și de presiunea atmosferică.

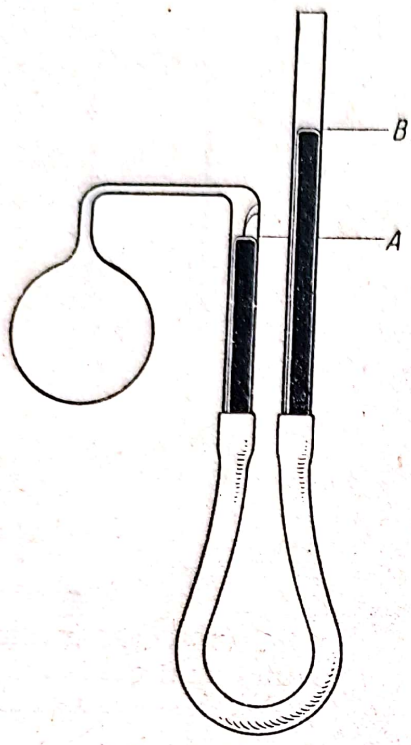


Fig. 19. Schema unui termometru cu gaz.

2.3. Ecuația de stare a gazelor

Cele trei mărimi variabile, p, V și T, se numesc în mod general *mărimi de stare*. Ele caracterizează starea unui gaz în fiecare moment și depind una de alta într-un anumit mod, conform cu legea Gay-Lussac și cu legea Boyle-Mariotte. În cele ce urmează se va vedea că această dependență poate fi exprimată printr-o s i n g u r ă e c u a ț i e.

Întrucît volumul unui gaz depinde a t î t de presiune, c î t ș i de temperatură, să ne imaginăm un proces în care a m b e l e mărimi variază s i m u l t a n.

Vom descompune procesul în două etape. Încălzim mai întîi un anumit volum de gaz V_1, astfel ca temperatura lui să crească de la T_1 la T_2, dar menținînd constantă presiunea p_1 (fig. 20). Volumul se va mări și va deveni, conform cu (6), $V_x = \frac{V_1 T_2}{T_1}$. Apoi vom comprima gazul pînă ce volumul său va ajunge la valoarea V_2. Conform cu legea Boyle-Mariotte, $V_2 = \frac{V_x p_1}{p_2}$. Introducînd valoarea lui V_x de mai sus, rezultă $V_2 = \frac{V_1 p_1 T_2}{p_2 T_1}$, relație care, scrisă sub altă formă, se numește

ecuația de stare a gazelor perfecte: $\boxed{\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}}$ (7)

Prin urmare, produsul dintre presiunea p și volumul V, raportat la temperatura absolută T, are a c e e a ș i v a l o a r e pentru t o a t e s t ă r i l e p o s i b i l e ale unui gaz, astfel încît se poate scrie $\frac{pV}{T} = \text{const.}$

Scanned with OKEN Scanner

Este evident că masa m a gazului nu se modifică în cursul proceselor descrise mai sus. Prin urmare, m este o mărime constantă și se exprimă, ca de obicei, în kilograme.

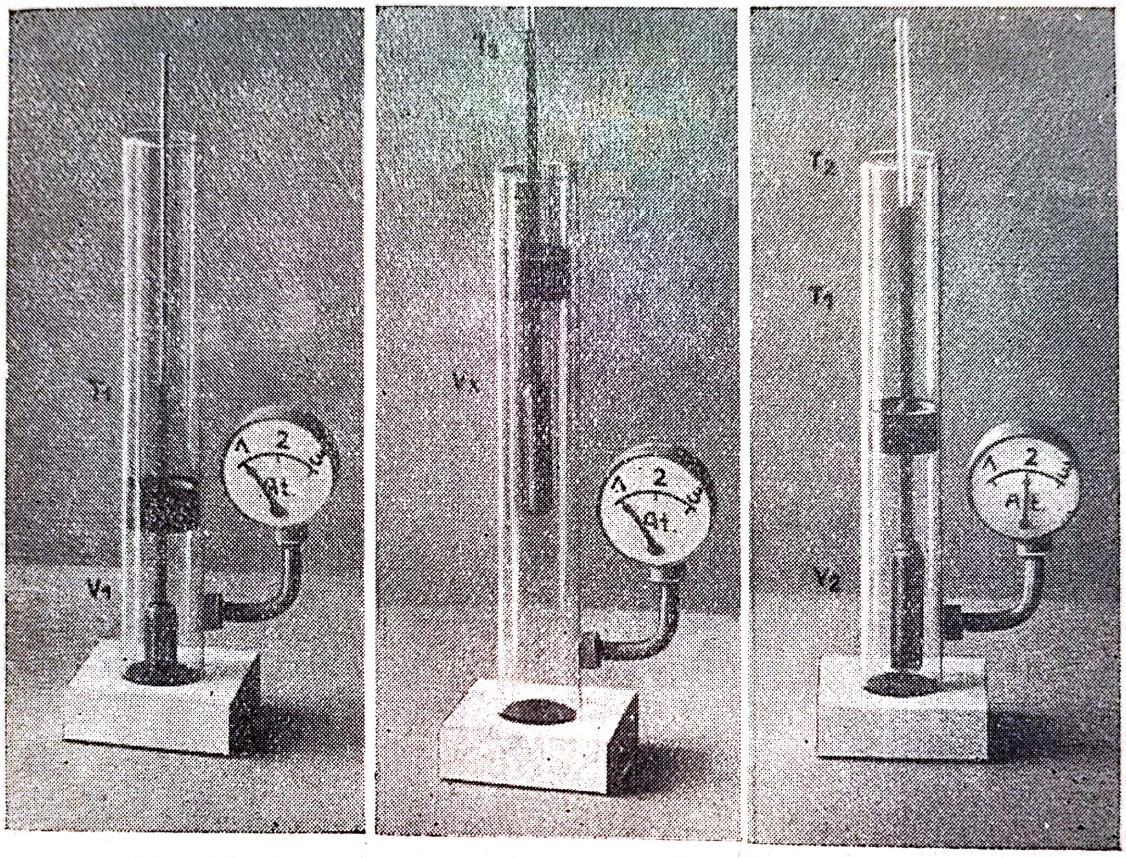


Fig. 20. Experiență pentru deducerea ecuației de stare:
a) starea inițială; *b*) încălzirea sub presiune constantă; *c*) comprimarea la temperatură constantă.

Dacă se împarte ecuația $\frac{pV}{T}$ = const la masa m a gazului, se obține pentru constanta din membrul al doilea o nouă valoare, care se numește **constanta individuală a gazului perfect**.

Constanta individuală a unui gaz perfect este: $\boxed{r=\frac{pV}{mT}}$; [kgf·m/kg·grd]. (8)

Dimensiunile lui r rezultă din cele ale lui p[kgf/m^2], V[m^3], m[kg] și T[grd] și anume $\frac{\text{kgf}\cdot\text{m}^3}{\text{m}^2\cdot\text{kg}\cdot\text{grd}}$ = kgf·m/kg·grd. Prin urmare r are dimensiunile unui **lucru mecanic** raportat la kilogram și grad. Valoarea numerică a lui r diferă de la gaz la gaz,

dar poate fi calculată cu ajutorul valorilor p, V, m și T corespunzătoare unei anumite stări considerate a gazului respectiv.

Valorile mai precise ale lui r se pot lua din tabela următoare:

Date numerice referitoare la cîteva gaze

Gazul	Masa molară M	Constanta individuală a gazului r	Densitatea ϱ la 0°C și 760 torr, kg/m³	Căldura specifică kcal/kg · grd, c_p	Căldura specifică kcal/kg · grd, c_v	$\varkappa = c_p/c_v$	Presiunea critică, at	Temperatura critică, °C	Punctul de fierbere, la 760 torr, °C
Hidrogen	2,016	420,6	0,0899	3,408	2,420	1,41	13,2	−239,9	−252,8
Oxigen	32	26,50	1,429	0,219	0,156	1,40	50,8	−118,8	−183
Azot	28,016	30,26	1,251	0,248	0,178	1,40	35	−147,1	−195,8
Oxid de carbon	28,01	30,29	1,250	0,250	0,180	1,40	35,7	−140,2	−191,5
Bioxid de carbon	44,01	19,27	1,977	0,202	0,156	1,30	75	+ 31,5	− 78,5
Aer	—	29,27	1,293	0,241	0,172	1,40	39	−140,7	−193
Vapori de apă	18,016	47,1	0,804	0,48	0,37	1,30	217	+374,2	+100
Heliu	4,003	212,0	0,179	1,25	0,77	1,63	2,34	−267,9	−268,9

Prin transformarea ecuației (8) se obține

ecuația de stare a gazelor perfecte (pentru o cantitate oarecare m): $$\boxed{pV = mRT}. \qquad (9)$$

Dacă se trece m în membrul întîi al ecuației, atunci apare raportul $\frac{V}{m}$, adică volumul unui kilogram. Acesta se numește

volumul specific și se notează cu v: $$\boxed{v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\varrho}}; \ [\mathrm{m^3/kg}]. \qquad (10)$$

Dacă se substituie această valoare în (9), se obține o formă mai simplă pentru

ecuația de stare a gazelor perfecte (pentru 1 kg): $$\boxed{pv = RT} \qquad (9a)$$

Ecuația de stare (9) conține trei mărimi variabile. Dacă se cunosc valorile a două dintre ele, de exemplu presiunea și temperatura, se poate calcula cea de-a treia, adică volumul.

Exemple. 1. O cameră conține 300 m³ aer la presiunea de 740 torr și temperatura de 20°C. Cît cîntărește acest aer?

Scanned with OKEN Scanner

Din ecuația (9), introducînd datele numerice, se obține

$$m=\frac{10\,330\ \text{kgf}\cdot 740\ \text{torr}\cdot 300\ \text{m}^3\cdot\text{kg}\cdot\text{grd}}{\text{m}^2\cdot 760\ \text{torr}\cdot 29{,}27\ \text{kgf}\cdot\text{m}\cdot 293\ \text{grd}}=352\ \text{kg}.$$

2. Aerul la o presiune $p=10\,330$ kgf/m^2 și la temperatura $T=273{,}2$°K are densitatea 1,293 kg/m^3. Care este valoarea constantei r pentru aer?

Conform cu (9a), rezultă

$$r=\frac{10\,330\ \text{kgf}\cdot\text{m}^3}{\text{m}^2\cdot 1{,}293\ \text{kg}\cdot 273{,}2\ \text{grd}}=29{,}25\ \text{kgf}\cdot\text{m/kg}\cdot\text{grd}.$$

Deoarece ecuația de stare este riguros valabilă numai pentru gazul perfect, valoarea reală a lui r este ceva mai mare și anume 29,27 kgf·m/kg·grd.

3. O butelie de oțel cu capacitatea de 10 l conține 45 g hidrogen. La ce temperatură presiunea atinge valoarea de 51 at?

Conform cu (9) se obține:

$$T=\frac{pV}{mr}=\frac{510\,000\ \text{kgf}\cdot 0{,}01\ \text{m}^3\cdot\text{kg}\cdot\text{grd}}{\text{m}^2\cdot 0{,}045\ \text{kg}\cdot 420{,}6\ \text{kgf}\cdot\text{m}}=269°\text{K}=-4°\text{C}.$$

2.3.1. Ecuația generală de stare

Mai există o posibilitate de a se simplifica ecuația de stare în așa fel încît să se poată ajunge la o *constantă universală a gazelor*, aceeași pentru toate gazele. În acest scop se face uz de noțiunea de mol sau kilomol (1000 mol=1 kmol). Un kilomol este cantitatea de substanță, a cărei masă exprimată în kilograme este numeric egală cu raportul dintre masa unei molecule din substanța respectivă și $\frac{1}{16}$ din masa unui atom de oxigen.

Se numește masă molară M, raportul între masa unui corp și numărul de kilomoli pe care îi conține. M se exprimă în tehnică în kg/kmol.

De exemplu pentru CO_2 avem: $1\cdot 12+2\cdot 16=44$, deci

$$M=44\ \text{kg/kmol}.$$

Pentru a calcula volumul unui kilomol se ia ca bază faptul că $\varrho=\frac{m}{V}$, respectiv $V=\frac{m}{\varrho}$. Volumul unui kilomol este o mărime importantă; el a primit denumirea de:

volum molar: $$\boxed{\mathcal{V}=\frac{M}{\varrho}=Mv}\ [\text{m}^3/\text{kmol}] \qquad (11)$$

în care M reprezintă masa molară.

Scanned with OKEN Scanner

De obicei, volumul molar se ia la 0°C şi 760 torr. De exemplu pentru CO_2 se obţine

$$\mathcal{V}=\frac{44\ \text{kg}\cdot\text{m}^3}{1{,}977\ \text{kg}\cdot\text{kmol}}=22{,}2\ \text{m}^3/\text{kmol}$$

sau pentru hidrogen

$$\mathcal{V}=\frac{2{,}016\ \text{kg}\cdot\text{m}^3}{0{,}0899\ \text{kg}\cdot\text{kmol}}=22{,}4\ \text{m}^3/\text{kmol}.$$

Analog se obţin pentru toate gazele valori numerice care concordă între ele destul de bine.

Volumul molar are aproximativ aceeaşi valoare pentru toate gazele.

Acest fapt rezultă şi din

legea lui Avogadro: volume egale de diferite gaze aflate la aceeaşi presiune şi aceeaşi temperatură conţin totdeauna acelaşi număr de molecule (fig. 21)

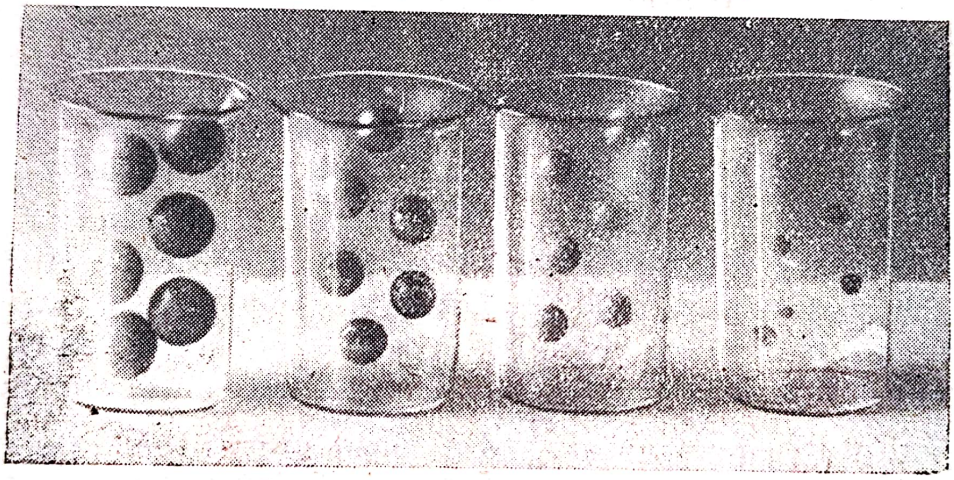


Fig. 21. Model pentru legea lui Avogadro.

De aici rezultă că masele de gaze diferite conţinute în volume egale (la aceeaşi presiune şi temperatură) stau în acelaşi raport cu masele lor molare. Dacă pentru gaze diferite se porneşte de la cantităţi proporţionale cu masele molare respective, gazele trebuie să ocupe volume egale.

Fig. 22. Volumul molar.

Volumul molar al unui gaz perfect este: $\mathcal{V}=22{,}415\ \text{m}^3/\text{kmol}$ (fig. 22).

Dacă se substituie acest volum molar $\mathcal{V}$ în ecuaţia de stare (9a) rezultă

ecuaţia generală de stare pentru volumul molar al gazului perfect: $\boxed{p\mathcal{V}=RT}$ (9b)

De aici se obţine valoarea numerică a lui R, dacă se substituie în $R=\frac{p\mathcal{V}}{T}$ presiunea normală, $p=10\,330$ kgf/m^2, şi temperatura de 0°C, $T=273{,}2$°K. Prin urmare

constanta universală a gazelor este: $\boxed{R=848 \text{ kgf}\cdot\text{m/kmol}\cdot\text{grd}.}$ (12)

respectiv, în sistemul CGS [1]) $\boxed{R=8{,}351\cdot10^7 \text{ erg/mol}\cdot\text{grd}}$.

În practică formula (9b) nu are o utilitate prea mare, deoarece ea nu este valabilă pentru un anumit gaz care ne interesează, ci pentru t o a t e g a z e l e fără deosebire. Dacă însă se cunoaşte masa molară, se poate înlocui volumul molar prin expresia sa $\mathcal{V}=Mv$, conform cu (11), şi se obţine

ecuaţia de stare a unui gaz de masă molară cunoscută: $\boxed{pv=\frac{RT}{M}}$. (9c)

Avantajul acestei formule constă în faptul că nu este necesar să se cunoască constanta individuală pentru un gaz dat, ci numai masa sa molară, care se poate afla din formula chimică şi din masele atomice relative respective. Pentru constanta individuală r rezultă, din compararea ultimei formule cu (9a):

$$\boxed{r=\frac{R}{M}}.$$

Întrucît toate formulele se referă la gazul perfect, în majoritatea cazurilor valorile numerice calculate cu ele diferă puţin de valorile reale. De exemplu pentru vaporii de alcool, obţinem din formula chimică C_2H_5OH valoarea $M=46{,}05$ kg/kmol, de unde $r=\frac{848 \text{ kgf}\cdot\text{m}\cdot\text{kmol}}{46{,}05 \text{ kg}\cdot\text{grd}\cdot\text{kmol}}=18{,}4$ kgf·m/kg·grd.

În tehnică se întrebuinţează adesea a m e s t e c u r i d e g a z e. „Gazul de generator", de exemplu, este un amestec de oxid de carbon, hidrogen şi azot. Aerul de asemenea constă din mai mulţi componenţi. În astfel de cazuri se recomandă să se

[1]) Cînd se exprimă celelalte mărimi în sistemul CGS nu se foloseşte kilomolul, ci molul (N.Red.E.T.).

calculeze mai întîi *o constantă individuală medie pentru amestecul de gaze* şi apoi să se aplice ecuaţia de stare. Deoarece constantele individuale se referă la unitatea de masă, trebuie să se introducă în acest scop diferitele mase m_1, m_2, ... care compun masa totală. Astfel

constanta individuală medie a unui amestec de gaze este: $$r_m = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2 + m_3 r_3 + \cdots}{m}.$$

Exemple. 1. Care este constanta individuală medie pentru aer (aerul conţine circa 79% din volum azot şi 21% oxigen)?

Conform formulei $m = \rho V$, cantităţile parţiale dintr-un metru cub sînt următoarele: $0{,}79 \cdot 1{,}251 = 0{,}988$ kg azot şi $0{,}21 \cdot 1{,}429 = 0{,}300$ kg oxigen, sau împreună $m = 1{,}288$ kg. Rezultă

$$r_m = \frac{0{,}988 \cdot 30{,}26 + 0{,}3 \cdot 26{,}5}{1{,}288} = 29{,}4 \text{ kgf·m/kg·grd}.$$

Pentru a obţine o valoare mai precisă, trebuie să se ţină seamă şi de ceilalţi componenţi ai aerului, care au fost neglijaţi în acest exemplu.

2. O substanţă se găseşte la 445°C sub formă de gaz la presiunea de 1 at şi are o densitate de 1,28 kg/m³. Care este masa ei molară?

Din (9c) se obţine

$$M = \frac{RT\rho}{p} = \frac{848 \text{ kgf·m·718 grd·1,28 kg·m}^2}{\text{kmol·grd·m}^3 \cdot 10\,000 \text{ kgf}} = 78 \text{ kg/kmol},$$

de unde rezultă ţinînd seama şi de proprietăţile fizice ale substanţei, că ea este benzen (C_6H_6).

3. Energia termică

Căldura pe care o conţine un corp reprezintă o cantitate de energie. Ca unitate de măsură a căldurii se foloseşte

caloria [cal], *care este cantitatea de căldură necesară pentru a ridica temperatura unui gram de apă distilată de la 19,5° la 20,5°C:*

$$1 \text{ cal} = 4{,}1868 \text{ W·s} = 4{,}1868 \text{ J}. \qquad (13)$$

În tehnică se foloseşte caloria mare sau kilocaloria [kcal] care reprezintă cantitatea de căldură necesară pentru a ridica temperatura unui kilogram (a unui litru) de apă cu un grad Celsius.

De exemplu cînd se încălzeşte o cantitate de 3 l apă de la 15°C pînă la fierbere, trebuie să se consume o energie egală cu $3 \cdot (100 - 15)$ kcal = 255 kcal.

Scanned with OKEN Scanner

În viaţa de toate zilele se vorbeşte adesea de *calorii* pur şi simplu. De exemplu se spune că omul are nevoie zilnic pentru hrana sa de circa 3 000 calorii. Prin aceasta se înţelege totdeauna kilocalorii.

3.1. Căldura specifică

3.1.1. Căldura specifică a corpurilor solide şi lichide

Încălzirea diferitelor substanţe cînd li se comunică aceeaşi cantitate de căldură este diferită. În timpul verii, cînd Soarele dogoreşte, apa rămîne surprinzător de rece, pe cînd pămîntul înconjurător şi obiectele de fier ajung repede la o temperatură ridicată. Cauza acestui fenomen o constituie faptul că substanţele au călduri specifice diferite (fig. 23).

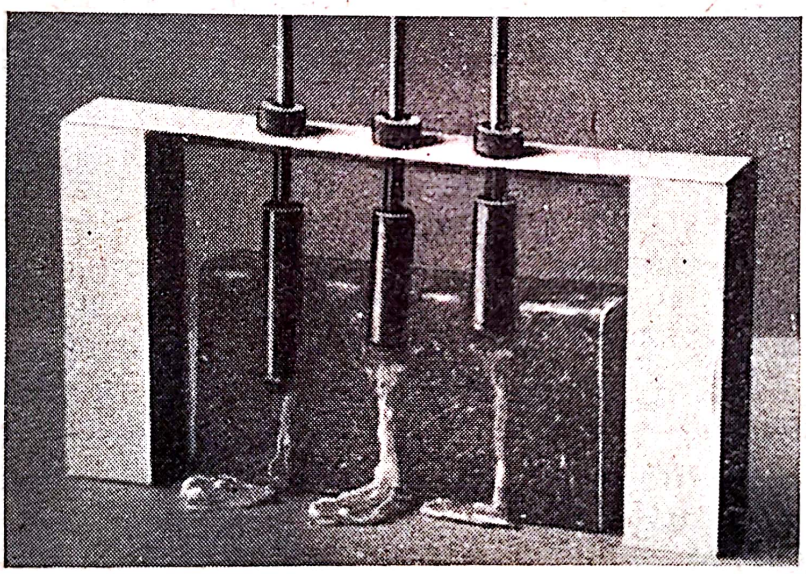


Fig. 23. Mase egale de aluminiu, fier şi plumb avînd aceeaşi temperatură, fac să se topească cantităţi diferite de parafină deoarece au călduri specifice diferite.

Căldura specifică c este: cantitatea de căldură necesară pentru ca temperatura unui kilogram de substanţă să se ridice cu un grad Celsius.

Unităţile în care se exprimă c sînt kcal/kg·grd. Pentru apă, $c \approx 1$ kcal/kg·grd. Deoarece căldura specifică depinde de temperatură, valorile date în tabele sînt valabile numai pentru temperatura de referinţă indicată.

Scanned with OKEN Scanner

Căldura specifică c [kcal/kg·grd] *a cîtorva substanțe solide și lichide, la* 20°C

Aluminiu 0,214	Plumb 0,031	Zidărie de cărămidă 0,22
Fier pur 0,111	Platină 0,032	Pietre grele 0,21
Fontă 0,129	Mercur 0,033	Benzină ușoară . .0,50
Cupru 0,092	Lemn 0,57	Alcool etilic 0,57
Zinc 0,093	Sticlă . . . .0,17···20	Apă. 0,9990
Argint 0,056	Sticlă de cuarț . 0,174	

Dintre toate substanțele, cea mai mare căldură specifică o are apa. Așa se explică unele deosebiri de climă. În apropierea maselor mari de apă, pe insule și lîngă țărmuri, apa care se încălzește încet în timpul verii are efecte răcoritoare; iarna, dimpotrivă, ea se manifestă ca un mare acumulator de căldură. De aceea clima maritimă prezintă contraste de temperatură de la un sezon la altul puțin pronunțate.

Pentru ca temperatura unei cantități m de substanță oarecare să se ridice, respectiv să scadă, de la t_1 la t_2 substanța trebuie să absoarbă, respectiv să cedeze, cantitatea de căldură:

$$\boxed{Q=mc(t_2-t_1)}\ \text{[kcal]}. \qquad (14)$$

Dacă se amestecă două cantități de apă (fig. 24) cu temperaturi diferite, după un anumit timp se stabilește o *temperatură finală a amestecului*, t_m. Apa caldă cedează cantitatea de căldură $Q=c_1m_1(t_1-t_m)$, răcindu-se astfel pînă la temperatura amestecului, iar apa rece absoarbe aceeași cantitate de căldură $Q=c_2m_2(t_m-t_2)$, ajungînd astfel la temperatura t_m. Acest proces se exprimă prin

regula lui Richmann: *căldura cedată=căldura absorbită* $\boxed{c_1m_1(t_1-t_m)=c_2m_2(t_m-t_2)}$. (15)

În cazul amestecului a două cantități de apă este de la sine înțeles că $c_1=c_2=1$ kcal/kg·grd.

Exemple. 1. O baie conținînd 80 l apă la temperatura de 75°C trebuie să fie răcită pînă la 45°C. Cîtă apă rece cu temperatura de 16°C trebuie să se mai adauge în baie?

Din formula (15) găsim

$$m_2=\frac{m_1(t_1-t_m)}{t_m-t_2}=\frac{80\,\text{l}\,(75^\circ-45^\circ)}{45^\circ-16^\circ}=83\ \text{l}.$$

2. Un bulon de oțel avînd masa de 0,25 kg, încălzit la incandescență ($c=0{,}12$ kcal/kg·grd), se călește în 2 l apă rece cu temperatura de 15°C, care își ridică astfel temperatura la 30°C. Ce temperatură avea bulonul incandescent?

Scanned with OKEN Scanner

Se notează cu t_1 temperatura necunoscută a bulonului, cu t_2 temperatura inițială a apei și cu $t_m=30°C$ temperatura rezultată ($m_1=0{,}25$ kg, $c_1=0{,}12$ kcal/kg·grd., $m_2=2$ kg, $c_2=1$ kcal/kg·grd).

Regula lui Richmann dă ecuația

$$c_1m_1(t_1-t_m)=c_2m_2(t_m-t_2).$$

De aici deducem pe t_1

$$t_1=\frac{c_2m_2(t_m-t_2)}{c_1m_1}+t_m$$

sau, numeric,

$$t_1=-\frac{1\cdot2(30°-15°)}{0{,}12\cdot0{,}25}+30°=1\,030°C.$$

3. De ce ar fi mai avantajos să se umple cu glicerină decît cu apă mantaua încălzitoare a unui cazan de fiert alimente?

Din cauza căldurii specifice reduse a glicerinei ($c=0{,}58$ kcal/kg·grd), conținutul cazanului se încălzește mai repede.

3.1.2. Entalpia și capacitatea calorică

Prin *entalpia* i a unui corp se înțelege cantitatea de căldură pe care o înmagazinează corpul, cînd trece (sub presiune constantă) de la 0°C la temperatura sa dată.

Entalpia: $\boxed{i=cmt}$ [kcal]. (16)

Prin capacitate calorică a unui corp se înțelege cantitatea de căldură necesară pentru ridicarea temperaturii corpului cu un grad Celsius.

Problemele referitoare la amestecuri (vezi fig. 24), ca cele din exemplele 1 și 2 din paragraful precedent, se pot rezolva și cu ajutorul expresiei (16). În acest scop, se presupune că în procesul de amestecare, în cazul ideal, nu se pierde de loc căldură. Așadar, suma entalpiilor celor două corpuri înainte de amestecare trebuie să fie egală cu entalpia totală după amestecare.

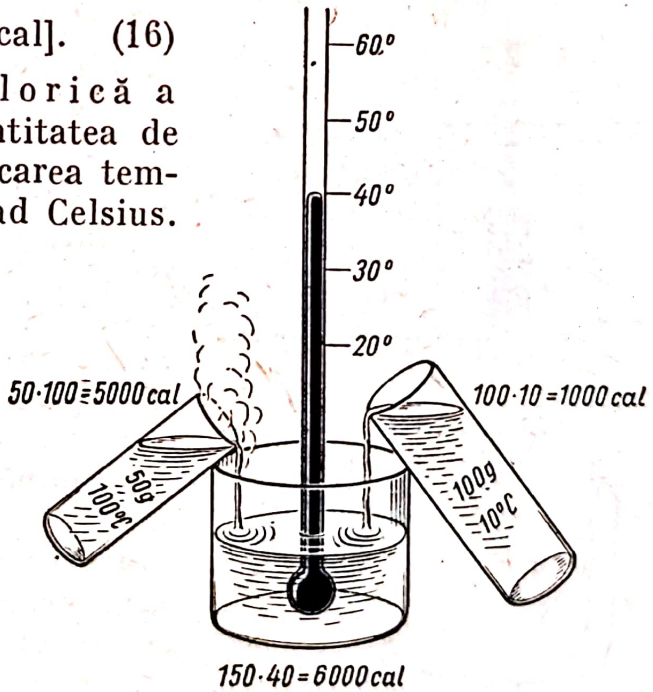


Fig. 24. Schimbul de căldură în cazul amestecării a două cantități de apă cu temperaturi diferite.

Exemple. 1. Care sînt entalpiile unui centimetru cub de aluminiu și al unuia de plumb, la 20°C?

Masele corespunzătoare sînt: $m=\varrho V=2{,}72$ g, respectiv 11,34 g, astfel încît, conform cu (16), rezultă

$$i=\frac{2{,}72\ \text{g}\cdot 0{,}214\ \text{cal}\cdot 20^\circ\text{C}}{\text{g}\cdot\text{grd}}=11{,}6\ \text{cal, pentru aluminiu.}$$

Pentru plumb, calculul corespunzător dă 7,0 cal.

2. Să se rezolve exerciţiul 2 din paragraful precedent cu ajutorul entalpiei. Se scrie relaţia

entalpia bulonului + entalpia apei = entalpia ambelor corpuri

$$c_1m_1t_1+c_2m_2t_2 \quad = \quad (c_1m_1+c_2m_2)t_m$$

sau numeric: $0{,}12\cdot 0{,}25\ t_1=(0{,}12\cdot 0{,}25+1\cdot 2)30^\circ-1\cdot 2\cdot 15^\circ$.
Rezultă ca şi în exemplul menţionat $t_1=1\,030^\circ$C.

3.1.3. Determinarea căldurii specifice a corpurilor solide şi lichide

Pentru a se determina căldura specifică c a unui corp solid (fig. 25), se introduce obiectul m_1, cîntărit în prealabil, şi apoi încălzit la temperatura t_1, într-un *calorimetru*, ce conţine o anumită cantitate m_2 de apă a cărei temperatură t_2 a fost măsurată dinainte. În calorimetru se stabileşte atunci temperatura t_m a amestecului. Pentru a evita pe cît posibil pierderile de căldură, calorimetrul are pereţi dubli.

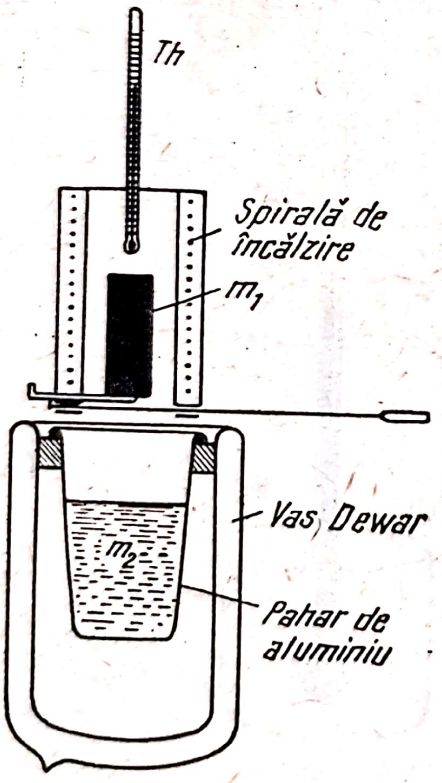


Fig. 25. Determinarea căldurii specifice.

Întrucît calorimetrul (precum şi părţile cufundate în apă ale termometrului şi ale baghetei cu care se amestecă) se încălzesc prin introducerea obiectului a cărui căldură specifică urmează a fi măsurată, trebuie să se determine în prealabil *echivalentul în apă* E al calorimetrului. Acesta reprezintă cantitatea de apă în grame care la o variaţie de temperatură de un grad absoarbe aceeaşi cantitate de căldură ca şi vasul calorimetrului. În cazul măsurărilor simple, se poate lua E egal cu capacitatea calorică c_3m_3 a vasului. În caz contrar, trebuie să se determine echivalentul în apă printr-o experienţă de amestecare separată.

Calculul lui c se poate face cu ajutorul regulii lui Richmann:

$$cm_1(t_1-t_m)=(c_am_2+E)(t_m-t_2),$$

de unde

$$c=\frac{(c_am_2+E)(t_m-t_2)}{m_1(t_1-t_m)}$$

în care c_a este căldură specifică a apei.

3.2. Echivalentul mecanic al caloriei

Numeroasele exemple pe care ni le oferă viața de toate zilele ne arată că energia termică nu este decît o formă specială a energiei mecanice. Cînd ne frecăm mîinile pielea se încălzește; frînele și lagărele prost unse se încing; cînd se bate cu ciocanul un metal acesta devine cald. Frînturile mici care pătrund din cosmos în atmosfera Pămîntului devin incandescente din cauza frecării puternice și se transformă în „stele căzătoare".

Raportul numeric dintre unitățile acestor feluri de energie a fost stabilit definitiv prin noua definiție a caloriei. Dat fiind că 1 cal=4,18 J și că 1 kgf·m=9,81 J, rezultă că

$$1\ \text{kcal}=\frac{1\,000\cdot 4{,}1868}{9{,}806\,65}=426{,}9\ \text{kgf}\cdot\text{m}.$$

Acest rezultat se poate verifica și pe cale experimentală.

Figura 26 arată un *calorimetru cu frînă*. Motorul M rotește tamburul T umplut cu apă, în jurul căruia se aplică o bandă de frînă din catifea S, care este întînsă de greutățile G_1 și G_2. Căldura care ia naștere prin frecarea între frînă și tambur se transmite apei din interiorul acestuia, iar termometrul Th indică temperatura care crește. După un număr n de rotații, înregistrat de contorul Z, forța de frecare R aplicată pe circumferința de lungime l a tamburului efectuează lucrul mecanic $W=Rln$ [kgf·m]. Pe de altă parte, din încălzirea apei se află cantitatea de căldură care ia naștere prin frecare [kcal].

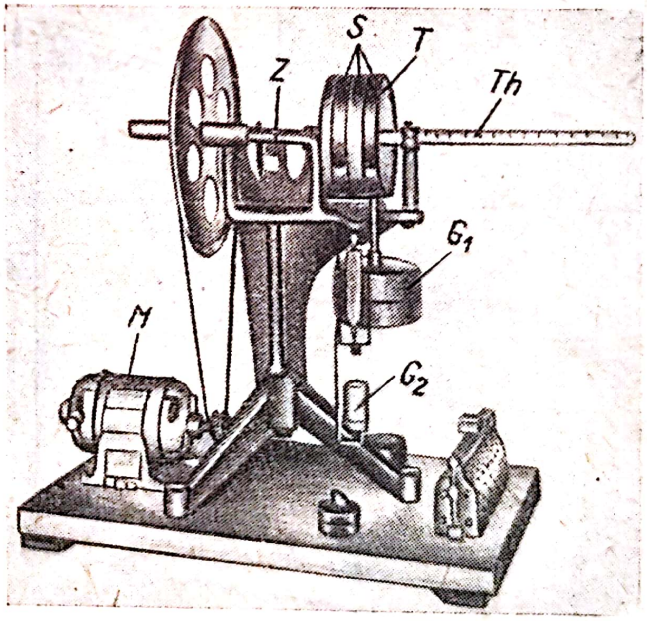


Fig. 26. Calorimetrul cu frînă.

Rezultă de aici că

$$\boxed{1\ \text{kcal} = 426{,}9\ \text{kgf}\cdot\text{m}}$$

Raportul acestor mărimi se numește

echivalentul mecanic al caloriei: $\boxed{J = 427\ \frac{\text{kgf}\cdot\text{m}}{\text{kcal}}}$. (17)

Prin urmare, pentru a exprima un anumit lucru mecanic W prin cantitatea de căldură Q corespunzătoare, trebuie folosită relația

$$\boxed{W = JQ}. \qquad (17a)$$

Transformarea unităților de măsură a energiei

	erg	kgf · m	Ws (J)	kWh	cal
1 erg =	1	$1{,}019\,72\cdot10^{-8}$	$1\cdot10^{-7}$	$2{,}777\,78\cdot10^{-14}$	$2{,}388\,4\cdot10^{-8}$
1 kgf·m =	$980{,}665\cdot10^{5}$	1	9,806 65	$2{,}724\,07\cdot10^{-6}$	2,342 2
1 Ws =	$1\cdot10^{7}$	0,101 972	1	$2{,}777\,78\cdot10^{-7}$	0,238 89
1 kWh =	$3{,}6\cdot10^{13}$	$3{,}670\,98\cdot10^{5}$	$3\,600\cdot10^{3}$	1	$860\cdot10^{3}$
1 cal =	$4{,}186\,8\cdot10^{7}$	0,426 94	4,186 8	$1{,}163\,0\cdot10^{-6}$	1

Aceste cifre sînt valabile pentru transformarea reciprocă completă a celor două feluri de energie una într-alta. Ele exprimă *legea conservării energiei* într-o formă nouă (vezi vol. I, 5.2.2). Va trebui să vedem mai tîrziu dacă și practic este posibilă această transformare reciprocă. Deocamdată să considerăm stabilit că:

lucrul mecanic se poate transforma complet în căldură.

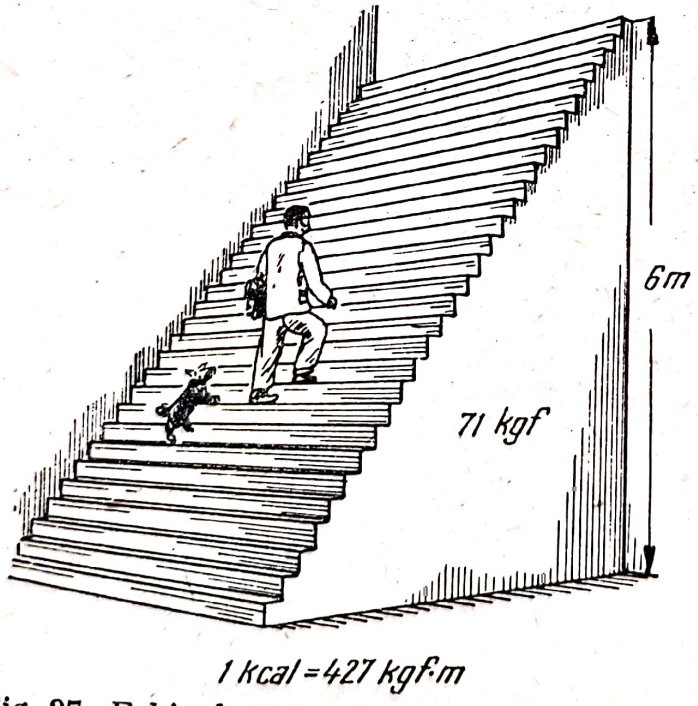


Fig. 27. Echivalentul în lucru mecanic al unei kilocalorii.

Oriunde energia mecanică dispare în aparență (de exemplu cînd ceasul de buzunar s-a oprit), ia naștere o cantitate corespunzătoare de căldură (fig. 27). Adesea acest fapt se pierde din vedere din cauza cantității reduse de căldură care se produce.

Scanned with OKEN Scanner

Tot așa se poate transforma complet în căldură și e n e r g i a e l e c t r i c ă (în aparatele electrice de încălzit).

Echivalentul electric al caloriei este: $\boxed{1\ \text{kWh} = 860\ \text{kcal}}$.

Exemple. 1. Ce cantitate de căldură ia naștere în fiecare din cele 4 frîne ale unui autocamion de 5 t, cînd frînează de la viteza de 36 km/h pînă la oprire?

Energia cinetică a vehiculului este de $\frac{5\,000\ \text{kgf}\cdot\text{s}^2\cdot 100\ \text{m}^2}{9{,}81\ \text{m}\cdot 2\ \text{s}^2} = 25\,500\ \text{kgf}\cdot\text{m}$, ceea ce produce $\frac{25\,500\ \text{kgf}\cdot\text{m}\cdot\text{kcal}}{427\ \text{kgf}\cdot\text{m}} = 60\ \text{kcal}$, adică 15 kcal de fiecare roată.

2. Cu cîte grade se ridică temperatura unei sfere de plumb avînd masa de 500 g cînd cade de la o înălțime de 1 000 m?

Energia potențială pierdută este egală cu 500 kgf·m. În schimb, trebuie să ia naștere o cantitate de căldură de frînare egală cu 500 kgf·m = 1,17 kcal. Conform cu (14), se obține:

$$t_2 - t_1 = \frac{Q}{cm} = \frac{1{,}17\ \text{kcal}\cdot\text{kg}\cdot\text{grd}}{0{,}031\ \text{kcal}\cdot 0{,}5\ \text{kg}} = 75{,}5^\circ\text{C}.$$

Acest rezultat nu este absolut exact, deoarece aerul înconjurător se încălzește și el în timpul căderii sferei, iar Pămîntul de asemenea în momentul ciocnirii acesteia cu el.

3. Robert Mayer a măsurat, între altele, la o fabrică de hîrtie, creșterea temperaturii pastei de hîrtie, care era malaxată cu ajutorul unui motor de 5 CP. El a constatat că rezultatul era concordant cu calculele sale.

3.3. Căldura specifică a gazelor

Pentru a determina căldura specifică a unui g a z, de exemplu aer, s-ar putea crede, la prima vedere, că este suficient să se pună un vas închis, umplut cu aer la temperatura t_2, într-un calorimetru mai mare cu apă la temperatura t_1 și să se măsoare temperatura amestecului. Dat fiind că entalpia gazelor este extraordinar de mică și practic nu contează față de cea a vasului, acest procedeu nu este utilizabil. Rămîne să se treacă o cantitate mai mare de gaz încălzit printr-o s e r p e n t i n ă care se găsește în vasul unui calorimetru (m e t o d a c u r e n t u l u i d e g a z, fig. 28).

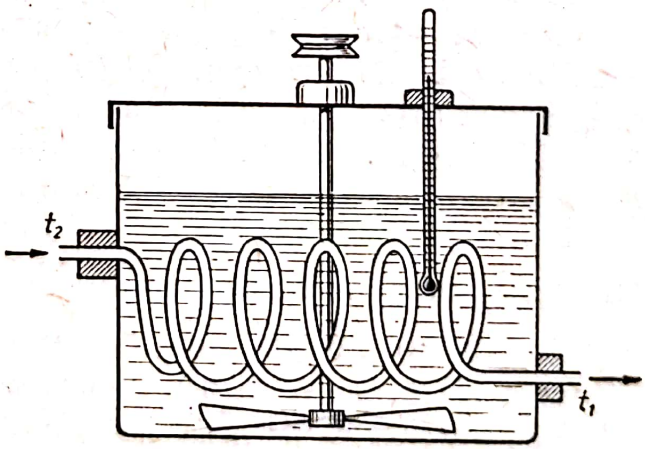


Fig. 28. Determinarea căldurii specifice a unui gaz la presiune constantă.

Scanned with OKEN Scanner

Temperatura t_2 la intrarea în calorimetru și temperatura t_1 la ieșirea din calorimetru se măsoară cu ajutorul unor cupluri termoelectrice. Masa gazului m se determină cu ajutorul unui contor; ea cedează calorimetrului cantitatea de căldură $cm(t_2-t_1)$ și-l încălzește cu Δt. Deci căldura specifică a gazului este $c_p=\frac{E\,\Delta t}{m(t_2-t_1)}$, unde prin E s-a notat echivalentul în apă al calorimetrului umplut cu apă.

Între primul procedeu (care practic nu se poate aplica în această formă) și metoda curentului de gaz există o deosebire principială: în primul caz volumul gazului rămîne constant (ceea ce are ca urmare o variație a presiunii), pe cînd în cazul al doilea gazul se poate dilata sau contracta nestingherit, presiunea rămînînd invariabilă. Aceste două metode dau valori diferite pentru căldura specifică:

c_v care reprezintă căldura specifică la volum constant;
c_p care reprezintă căldura specifică la presiune constantă.

Cîteva valori numerice s-au dat în tabela de la pag. 34

Totdeauna $c_p>c_v$, din motivul următor: un gaz care se dilată în timpul încălzirii efectuează un lucru mecanic prin învingerea contrapresiunii exterioare. Energia suplimentară necesară pentru efectuarea acestui lucru i se comunică gazului sub formă de căldură.

Pentru a lămuri relația dintre c_p și c_v, să ne imaginăm o cantitate de gaz, m, la temperatura 0°C, închisă într-un cilindru. Cilindrul este prevăzut cu un piston care se poate deplasa ușor în interiorul lui. Pentru a ridica temperatura gazului cu 1°C, dacă pistonul este ținut pe loc (volumul constant) este necesară cantitatea de căldură c_vm. Pentru a ridica temperatura gazului din cilindru la presiune constantă tot cu 1°C, este necesară cantitatea de căldură c_pm. În acest caz trebuie însă ca pistonul să se poată deplasa la cea mai mică suprapresiune care se produce. Cu acest prilej el efectuează un lucru mecanic Fs (forța·drumul străbătut). Drumul străbătut de piston este $s=\frac{V_1-V_0}{S}$, iar $F=pS$; prin urmare lucrul mecanic de volum este egal cu $p(V_1-V_0)$.

Pe de altă parte, la 0°C, conform ecuației de stare (1), $pV_0=273\,mr$, iar la 1°C, $pV_1=274\,mr$, astfel că $pV_1-pV_0=rm$. De aici tragem concluzia că energia c_pm necesară în cazul pistonului mobil trebuie să fie mai mare decît consumul de energie c_vm în cazul pistonului fix cu cantitatea rm:

$$c_pm=c_vm+rm.$$

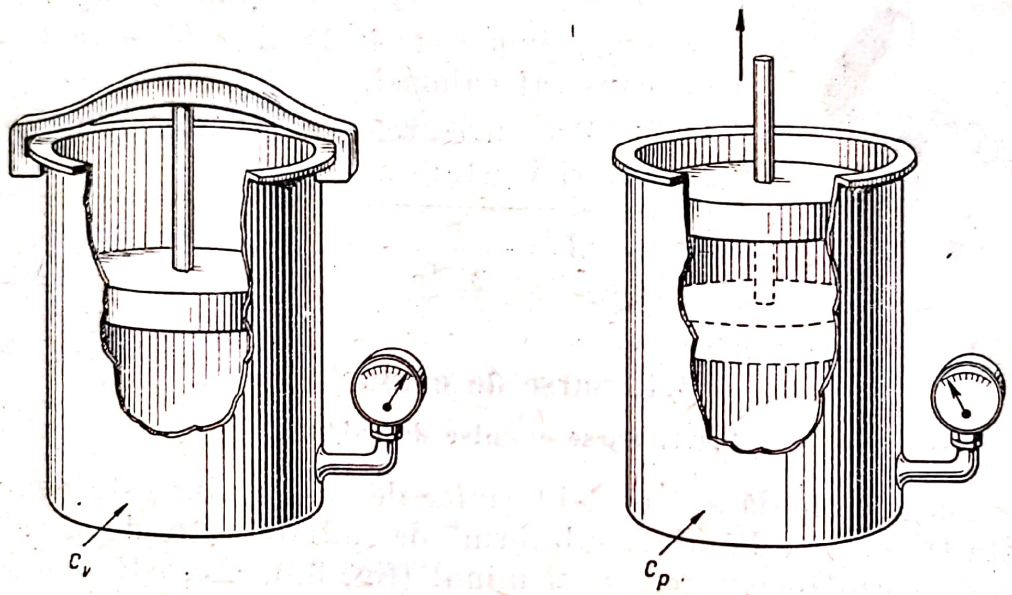
Scanned with OKEN Scanner

De aici rezultă

diferența dintre căldurile specifice: $\boxed{c_p - c_v = r}$ [kcal/kg·grd]. (18)

Din această ecuație, în care constanta gazului este exprimată în kcal/kg·grd, putem trage două concluzii importante:

a. **Semnificația concretă a constantei gazului perfect.** c_p este mai mare decît c_v din cauză că gazul încălzit la presiune constantă



a *b*

Fig. 29. Experiențe pentru determinarea căldurii specifice a unui gaz: *a*) la volum constant; *b*) la presiune constantă.

efectuează un lucru mecanic (fig. 29). Diferența $c_p - c_v$ reprezintă astfel un lucru mecanic a cărui valoare este egală cu r.

Constanta gazelor perfecte r este egală cu lucrul mecanic pe care-l efectuează 1 kg de gaz oarecare la presiune constantă cînd temperatura lui crește cu 1°C.

De aceea, constanta gazelor perfecte r are dimensiunile unui lucru mecanic pe kilogram și grad Celsius.

Raportul dintre cele două călduri specifice se notează prescurtat cu litera $\varkappa$ (kappa):

$$\boxed{\varkappa = \frac{c_p}{c_v}} \quad ^{1)}$$

b. **Determinarea teoretică a echivalentului mecanic al caloriei.** Dacă se folosesc valorile numerice pentru un gaz cunoscut, de

[1]) Asupra semnificației lui $\varkappa$, vezi 6.2

exemplu pentru hidrogen, se obține: $r=(3{,}408-2{,}420)$ kcal/kg·grd = $=0{,}988$ kcal/kg·grd, față de valoarea $r=420{,}6$ kgf·m/kg·grd dată de tabele. De aici rezultă că energia unei kilocalorii trebuie să fie 1 kcal = $=\frac{420{,}6}{0{,}988}$ kgf·m = 426 kgf·m. După acest raționament a calculat Robert Mayer, pentru prima oară în 1842, echivalentul mecanic al caloriei.

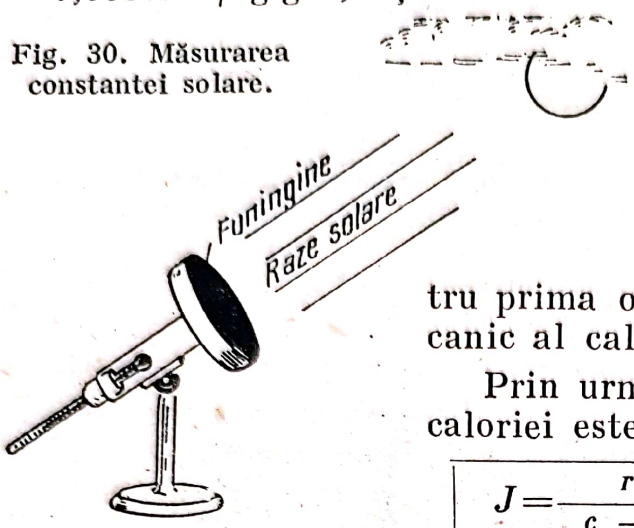


Fig. 30. Măsurarea constantei solare.

Prin urmare, echivalentul mecanic al caloriei este:

$$J=\frac{r}{c_p-c_v} \quad \text{sau} \quad J=\frac{r}{c_v(\varkappa-1)}$$

3.4. Surse de căldură

3.4.1. Surse cosmice de căldură

Sursa principală a energiei termice de pe Pămînt este Soarele. Acesta trimite pe Pămînt, sub formă de radiații, cîte două calorii pe fiecare centimetru pătrat și minut (fig. 30). Această cantitate se numește

constanta solară: $2\ \text{cal/cm}^2\cdot\text{min}=0{,}033\ \text{cal/cm}^2\cdot\text{s}$

Cu această căldură, Soarele ar putea să topească în fiecare an o pătură de gheață de 33 m grosime care ar acoperi suprafața Pămîntului. Totuși căldura solară nu este aproape de loc utilizată în scopuri tehnice. Nu s-au construit motoare solare decît în mod izolat (fig. 31).

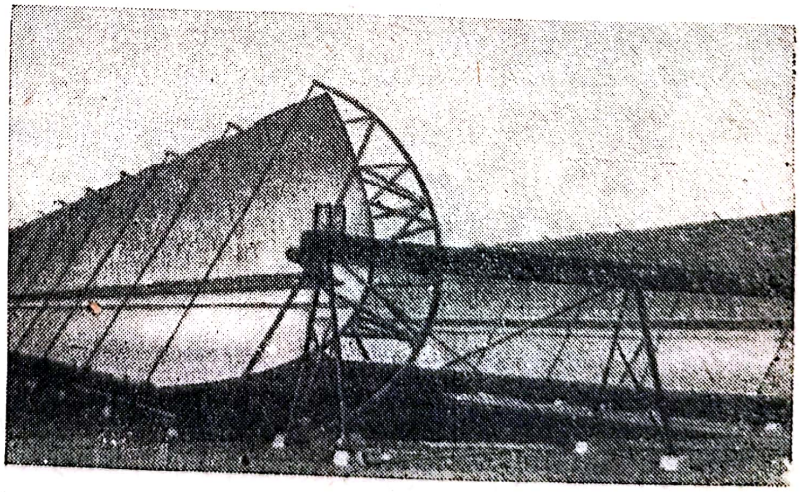


Fig. 31. Motor solar instalat lîngă Cairo.

Globul pămîntesc contribuie comparativ puțin la propria sa încălzire. Dacă se admite că în momentul cînd a început să treacă din starea inițială fluidă și

incandescentă în stare solidă, Pămîntul avea o temperatură de 4 000°C, ar fi urmat ca răcirea sa completă să se termine după cel mult 400 milioane de ani. Dar de la solidificarea Pămîntului pînă în prezent au trecut deja cîteva miliarde de ani. Astăzi se știe că toate rocile situate pînă la adîncimea de circa 16 km conțin substanțe radioactive, în medie 2...3 g uraniu (respectiv $2...3 \cdot 10^{-6}$ g radiu) la fiecare tonă de rocă. Căldura pusă în libertate cu prilejul dezintegrării acestor substanțe joacă probabil un rol important în bilanțul termic al Pămîntului.

Temperatura crește spre interiorul Pămîntului, în general cu 1°C la fiecare 32 m adîncime [1]).

3.4.2. Căldura de combustie

Toți combustibilii folosiți de om sînt, direct sau indirect, de origine vegetală.

Dat fiind că toate plantele iau din lumina solară energia necesară pentru creștere, căldura pusă în libertate în timpul arderii lor provine, în definitiv, tot de la Soare.

Prin *putere calorifică* se înțelege cantitatea de căldură exprimată în kilocalorii care se pune în libertate prin arderea completă a unui kilogram de combustibil.

Puterile calorifice ale cîtorva combustibili
[kcal/kg] [2])

Antracit	7 500... 9 000
Huilă	7 000... 8 000
Cocs de temperatură înaltă (fără cenușă)	7 950
Cărbune brun (brut, din Germania Centrală)	2 750
Lemn (uscat la aer)	3 750
Benzină de motoare	10 000...10 200
Motorină	9 800...10 100
Gaz de iluminat (gaz aerian)	3 700... 4 100 [3])
Gaz de apă	2 350... 2 550 [3])
Gaz de generator	1 150... 1 250 [3])
Hidrogen	2 570 [3])
Propan	22 350 [3])

[1]) Această distanță (care variază între 27 și 45 m) se numește *treaptă geotermică*.

[2]) Așa-numita „putere calorifică inferioară" care reprezintă căldura pusă în libertate în camera de combustie.

[3]) În cazul gazelor puterea calorifică este exprimată în kilocalorii pe metru cub normal (N.Red.E.T.).

Scanned with OKEN Scanner

Pentru determinarea puterii calorifice a substanţelor solide şi lichide serveşte *bomba calorimetrică* (fig. 32). Aceasta este un vas rezistent de oţel, care se umple cu oxigen sub presiunea de 20···40 at. Apoi se aprinde electric din exterior o mică probă de combustibil cîntărită în prealabil şi introdusă în bombă. Căldura dezvoltată se măsoară cu un calorimetru. Pentru gaze se foloseşte îndeosebi *calorimetrul Junkers* (fig. 33). Prin ardere gazul cedează căldura unei mantale speciale de metal, în care circulă apă. Calorimetrul Junkers reprezentat în fig. 34 este comod de manipulat cînd se determină puterea calorifică a combustibililor s o l i z i. Se arde o mică probă de combustibil introducîndu-se oxigen în calorimetru, iar cantitatea de căldură dezvoltată este cedată unui lichid. Acesta se dilată şi indică în mod indirect puterea calorifică a comustibilului.

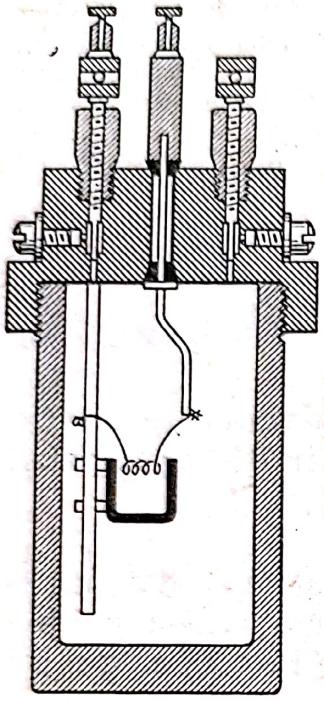


Fig. 32. Bombă calorimetrică.

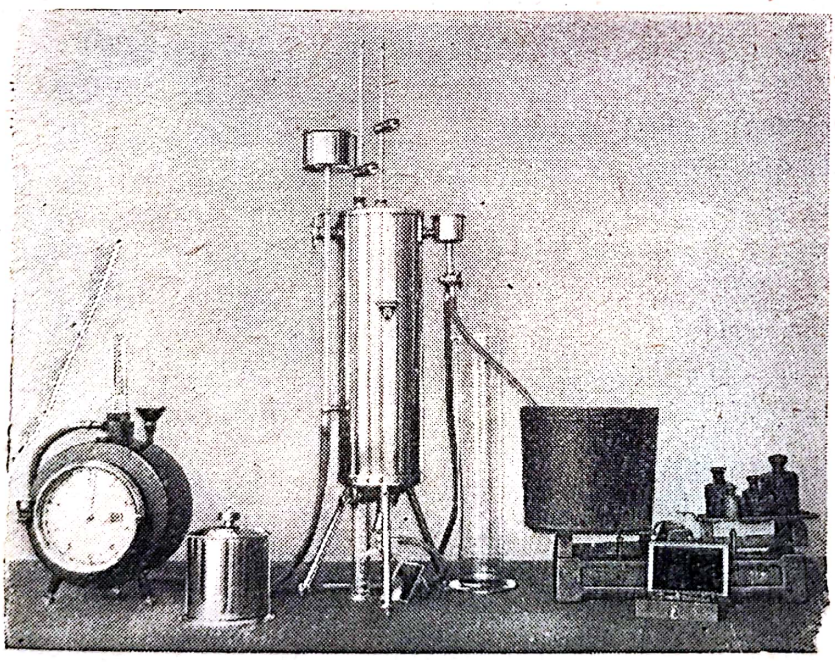


Fig. 33. Calorimetrul Junkers pentru determinarea puterii calorifice a gazelor.

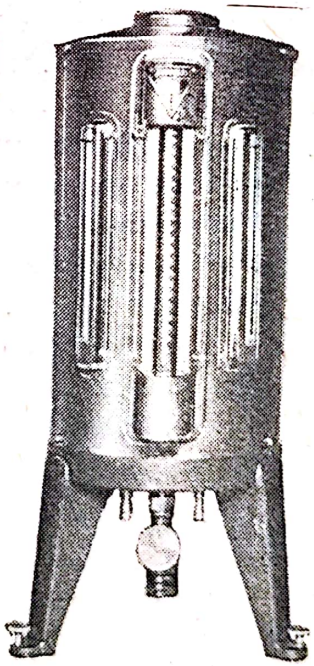


Fig. 34. Calorimetrul Junkers pentru combustibili solizi.

Scanned with OKEN Scanner

4. Modificările stării de agregare

Există trei stări de agregare: starea *solidă*, cea *lichidă* și cea *gazoasă*. Elementele chimice și mulți compuși chimici pot exista în toate cele trei stări de agregare, după temperatura la care se găsesc. Corpurile mai complexe, ca de exemplu lemnul, pielea etc., se descompun din punct de vedere chimic la temperaturi mai înalte. De aceea excludem aceste substanțe din studiul care urmează.

4.1. Topirea și solidificarea

4.1.1. Temperatura de topire

Cauza modificării formei unui corp trebuie căutată tot în mișcarea termică a moleculelor. În structura cristalină a corpurilor solide particelele cele mai mici sînt legate între ele în ordine riguros geometrică. Ele formează o rețea tridimensională. Cînd se încălzește corpul, mișcarea moleculelor devine atît de intensă, încît rețeaua se rupe și corpul devine lichid.

Topirea și solidificarea au loc la aceeași temperatură. Substanțele pure au o temperatură de topire perfect determinată (puncte termometrice fixe).

Temperaturile de topire ale cîtorva substanțe [°C]

Wolfram	3 380	Argint	960,5	Cositor	232
Reniu	3 170	Fier pur	1 539	Mercur	— 38,83
Tantal	3 030	Oțel de fuziune, cca.	1 500	Parafină	54
Molibden	2 622	Fontă, cca.	1 200	Alcool etilic	—114,2
Platină	1 773	Alamă, cca.	920	Sulfură de carbon	—111,8
Cupru	1 083	Zinc	419,5	Glicerină	20
Aur	1 063	Plumb	327,3		

Amestecurile, cum sînt masele ceramice și sticlele, nu au o temperatură precisă de topire, ci se înmoaie treptat. Visco-

Scanned with OKEN Scanner

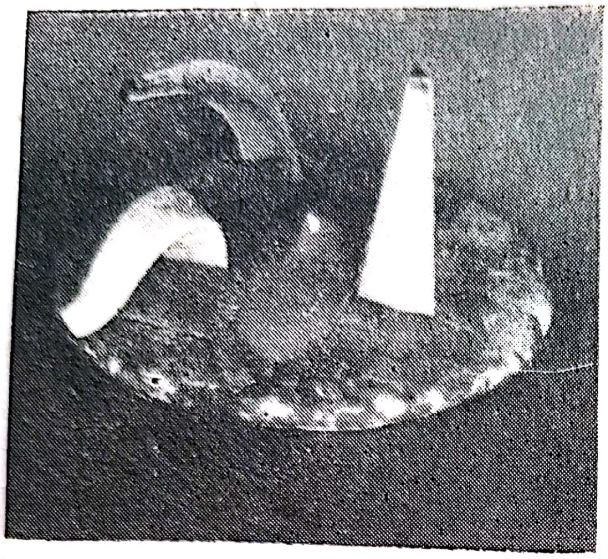


Fig. 35. Diferite conuri Seger.

zitatea lor scade pe măsură ce temperatura crește. Pe acest fapt se bazează *conurile Seger* folosite la măsurarea temperaturilor în cuptoarele din industria ceramică. Aceste conuri se înmoaie cînd ajung la o anumită temperatură și ating cu vîrful lor suportul plan pe care se găsesc. Ele se pot întrebuința la temperaturi cuprinse între 600° și 2 000°C (fig. 35).

Solidificarea unui lichid răcit poate să nu se producă dacă lichidul este ferit de trepidații și de praf. Acest fenomen se numește *subrăcire*. Apa se poate răci pînă la —10° fără să înghețe.

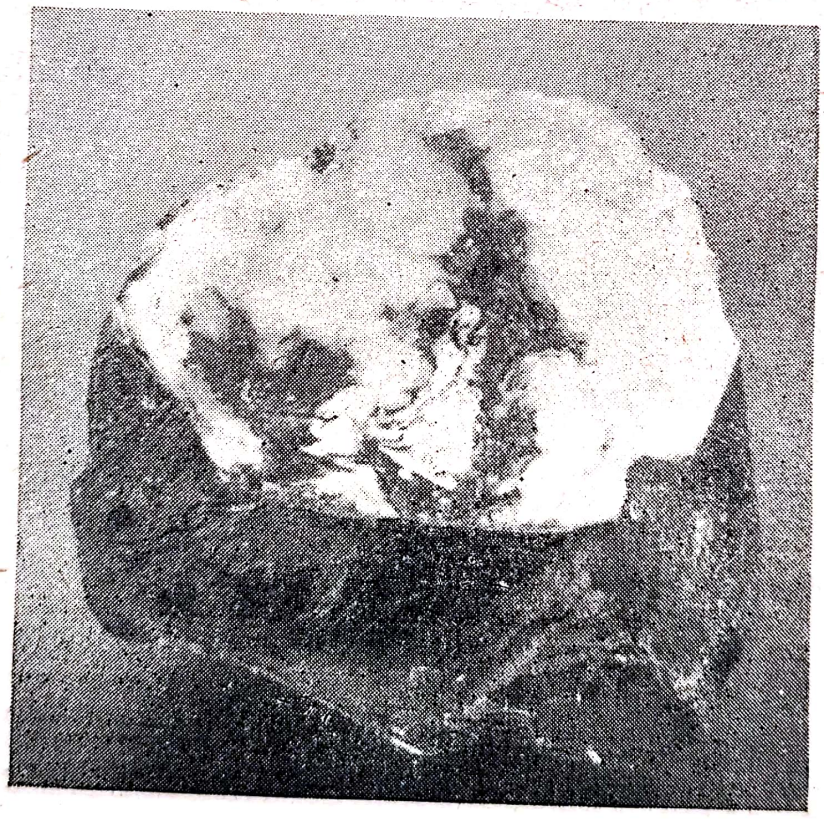


Fig. 36. Sticlă solidificată defectuos (devitrificată).

Riguros vorbind, sticlele nu sînt corpuri solide, deoarece nu au structură cristalină. Ele sînt topituri subrăcite (fig. 36).

Scanned with OKEN Scanner

4.1.2. Variaţia volumului în timpul topirii şi solidificării

Un fenomen remarcabil este acela că apa îşi măreşte volumul cu 10 % cînd îngheaţă (fig. 37). Sloiurile de gheaţă şi aisbergurile plutesc pe apă. Deoarece gheaţa ocupă un spaţiu mai mic în stare lichidă, ea se topeşte sub influenţa presiunii. Temperatura sa de topire sub presiune ridicată este mai scăzută. O presiune de o atmosferă face să scadă temperatura de topire, respectiv congelare, cu 0,007 5°C.

Parafina, fosforul şi alte substanţe se contractă în timpul solidificării (fig. 38). Ridicarea presiunii face ca temperatura

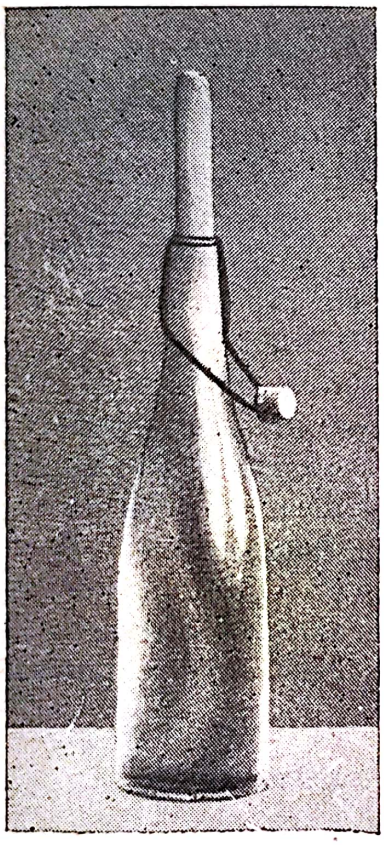


Fig. 37. Cînd îngheaţă, apa iese din sticlă sub forma unui dop de gheaţă.

Fig. 38. Secţiune prin parafina solidificată într-un vas.

Fig. 39. Deteriorarea zidurilor din cauza gerului.

lor de topire să crească. Aşa se întîmplă cu majoritatea substanţelor, modul de comportare al apei constituind o excepţie.

Exemple. 1. Conductele de apă şi vasele cu apă plesnesc adesea cînd este ger mare.

2. Stîncile şi îmbrăcămintea şoselelor crapă iarna (apar fisuri din cauza îngheţului) (fig. 39).

3. La patinaj, sub muchia patinei ia naştere o presiune ridicată. Din această cauză, gheaţa se topeşte sub patină şi patinatorul alunecă pe o peliculă de apă.

4. Datorită aceloraşi fenomene, gheţarii curg la vale, iar blocurile de piatră se cufundă în gheaţă.

Scanned with OKEN Scanner

Toată lumea ştie că *soluţiile de sare* îngheaţă abia la temperaturi *sub* 0°C; apa de mare, de exemplu, îngheaţă la —2,5°C, iar o soluţie saturată de sare de bucătărie îngheaţă la —21°C.

Coborîrea temperaturii de congelare a soluţiilor apoase se exprimă prin formula:

$$\Delta t = n \cdot 1{,}86°$$

în care n este numărul de moli dizolvaţi pe litru de apă.

Ea este proporţională cu numărul de particule dizolvate, nu cu masa lor. La substanţele care se descompun (se disociază) în ioni (acizii, bazele, sărurile), Δt poate deveni mult mai mare.

În cazul soluţiilor mai slabe, la răcire se separă mai întîi gheaţă pură. Din această cauză, soluţia devine în acelaşi timp mai concentrată, astfel încît formarea gheţii continuă la o temperatură şi mai scăzută. În cele din urmă, se ajunge la un punct în care solventul (apa) şi substanţa dizolvată (sarea) se solidifică simultan. Un amestec de substanţe în această stare se numeşte amestec *eutetic*. Temperatura sa de solidificare se numeşte *punct eutectic*. *Aliajele* pot fi considerate şi ele tot ca soluţii ale unui metal într-altul. De aceea, temperaturile lor de topire sînt mai joase decît ale metalelor constituente. În tabela ce urmează sînt date valorile punctului eutetic pentru cîteva

aliaje cu temperatura de topire deosebit de scăzută

	Temperatura de topire (punctul eutectic), în °C
Aliaj pentru lipitură moale (două părţi cositor, o parte plumb)	180
Aliaj Wood (50% Bi, 25% Pb, 12,5% Sn, 12,5% Cd)	60 [1]
Aliaj Rose (50% Bi, 25% Pb, 25% Sn)	94 [1]
Aliaj Lipowitz (50% Bi, 26,2% Pb, 13,3% Sn, 10,5% Cd)	70 [1]

Exemple. 1. Topirea gheţii prin presărarea ei cu sare nu se bazează pe încălzire, ci pe temperatura mai joasă de congelare a soluţiei de sare care se formează.

---

[1]) Există mai multe variante ale aliajelor menţionate, din punct de vedere al compoziţiei lor.

Scanned with OKEN Scanner

2. Declanşarea instalaţiilor automate de stingerea incendiilor prin dopuri uşor fuzibile în conducte (fig. 40).

3. Componenţii sticlei (nisip, sodă, calcar, potasă) formează în cuptorul de topit un amestec eutetic, care se topeşte mai uşor decît fiecare component în parte.

4.2. Căldura de topire şi de solidificare

În timpul topirii unui corp structura bine închegată a reţelei cristaline slăbeşte şi dispare, ceea ce se face totdeauna cu un consum considerabil de lucru mecanic. (Ceva asemănător se petrece cînd se despică un lemn.)

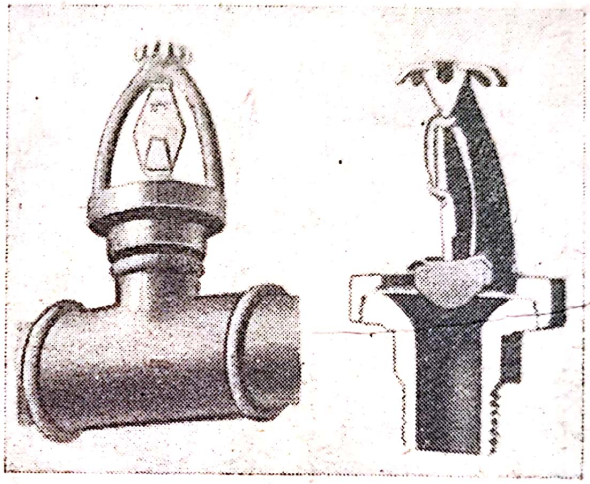


Fig. 40. La 70°C, siguranţa hexagonală se topeşte şi lasă să ţîşnească o vînă de apă.

Atît timp cît durează topirea, căldura pe care o absoarbe corpul nu produce o ridicare a temperaturii sale. Toată căldura absorbită (dacă corpul este bun conducător de căldură) foloseşte pentru topire şi rămîne apoi în lichid sub formă de *căldură latentă*.

Cînd corpul se răceşte, această căldură latentă este pusă din nou în libertate.

Căldura de topire şi de solidificare: *cantitatea de căldură necesară pentru topirea unui kilogram din substanţa respectivă* [kcal/kg].

Căldura de topire a cîtorva substanţe

Apă	79,7	Fier	64
Aluminiu	94,6	Mercur	2,7.

Punerea în evidenţă a căldurii de solidificare. Într-un balon de sticlă se topeşte tiosulfat de sodiu (hiposulfit, pentru băile de fixare) şi se astupă balonul cu un dop de vată. Sarea topită se răceşte mult sub punctul de solidificare (fenomenul de subrăcire). Dacă se aruncă în substanţa topită un mic cristal din aceeaşi sare (germene de cristalizare) substanţa se solidifică, producîndu-se în acelaşi timp o încălzire considerabilă.

Exemple. 1. Vîntul rece care suflă deasupra unui lac se încălzeşte cînd apa din lac îngheaţă, deoarece cu acest prilej este pusă în libertate căldura de solidificare.

2. Gheaţa se poate păstra într-o gheţărie pînă în toiul verii; ea nu se topeşte decît foarte încet, deoarece căldura sa de topire este mare.

Scanned with OKEN Scanner

4.2.1. Căldura de dizolvare

Dizolvarea unei substanţe într-un solvent se poate compara cu topirea unui corp solid, în sensul că şi în cazul dizolvării părţile componente ale reţelei cristaline pot fi separate numai prin consumarea unei anumite cantităţi de energie. Căldura necesară pentru dizolvare este absorbită, în acest caz, din mediul înconjurător, ceeace duce uneori la o răcire considerabilă a acestuia. Cînd se dizolvă ţipirig în apă se poate obţine o răcire pînă la —18,4°C. Dacă se amestecă sare cu zăpadă efectul este şi mai puternic, deoarece pentru dizolvarea acesteia se consumă o cantitate şi mai mare de căldură (procedeu folosit la prepararea îngheţatei, fig. 41).

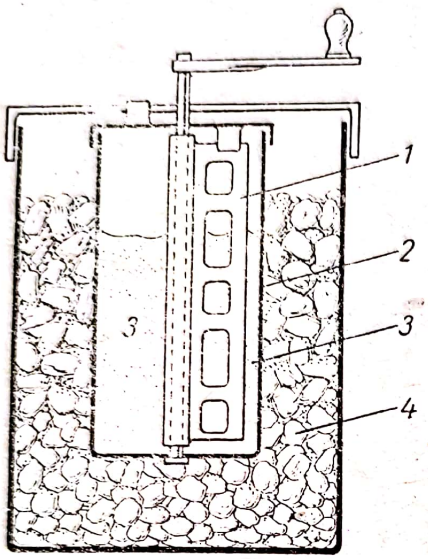


Fig. 41. Prepararea îngheţatei.

1 — agitator fix; *2* — vas interior rotativ; *3* — îngheţată; *4* — gheaţă fărîmată + sare de bucătărie.

Amestecuri refrigerente

	Temperatura amestecului, în °C
100 g gheaţă + 31 g sare de bucătărie	—21
100 g gheaţă + 143 g clorură de calciu	—55
bioxid de carbon solid + alcool	—78.

Pe lîngă acestea există însă şi substanţe care degajează căldură cînd se dizolvă, ca de exemplu soda calcinată. În acest caz însă au un rol hotărîtor fenomenele chimice.

4.3. Vaporizarea şi condensarea

4.3.1. Temperatura de fierbere

Cînd se încălzeşte un lichid într-un vas se ajunge curînd la o temperatură la care el începe să fiarbă: se formează bule de vapori în interior, în special lîngă pereţii fierbinţi ai vasului, bule care se ridică la suprafaţă. S-a constatat că *temperatura de fierbere* depinde foarte mult de presiunea la care se găseşte lichidul. Se consideră ca temperatură normală de fierbere cea care corespunde presiunii de 760 torr.

Scanned with OKEN Scanner

Temperatura de fierbere și căldura de vaporizare la 760 torr

	Temperatura de fierbere, în °C	Căldura de vaporizare, în kcal/kg		Temperatura de fierbere, în °C	Căldura de vaporizare, în kcal/kg
Apă	100	538,9	Fier pur	2 880	
Mercur	375	68	Amoniac	—33,4	326,8
Alcool etilic	78,4	201	Bioxid de sulf	—10	93,1
Glicerină	290		Freon-13 (CF_3Cl)	—81,5	35,3
Aluminiu	2 500				

Volumul vaporilor care se formează dintr-o anumită cantitate de apă este considerabil. La presiune normală 1 kg apă dezvoltă 1725 litri vapori (vezi volumul specific în tabela de la p. 58). Ca atare, greutatea specifică a vaporilor de apă este redusă. Cînd se răcesc, vaporii *se condensează* iarăși la aceeași temperatură la care s-au format (fig. 42).

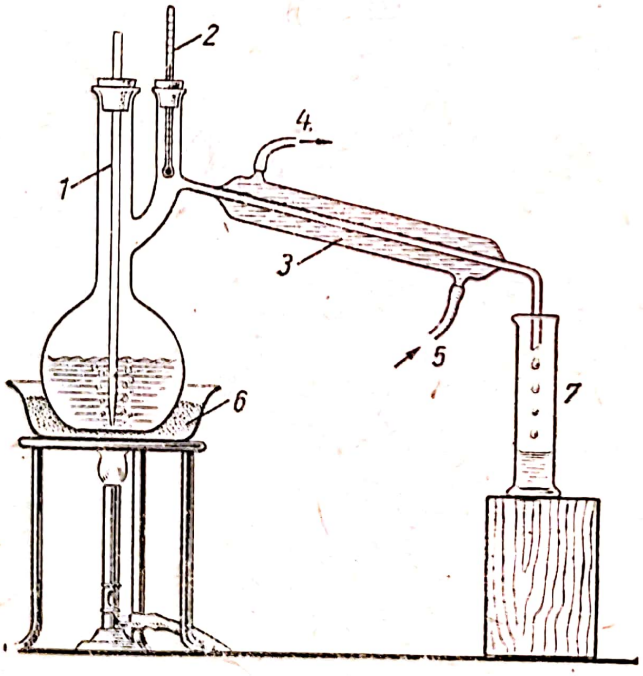


Fig. 42. Distilarea apei.

1 — tub cu vîrf ascuțit pentru a împiedica întîrzierea fierberii; *2* — termometru; *3* — răcitor; *4* și *5* — intrarea și ieșirea apei de răcire; *6* — baie de nisip; *7* — cilindru de sticlă.

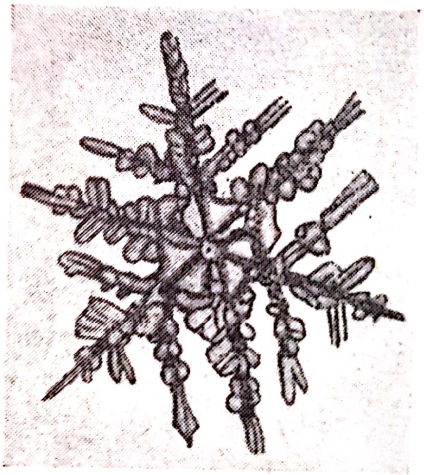


Fig. 43. Cristal de zăpadă.

Vaporii pot trece și *direct* în stare solidă. Acest fenomen se numește *sublimare*; de exemplu formarea zăpezii (fig. 43), sublimarea vaporilor de zinc, iod sau sulf etc.

Apa care nu conține aer se poate încălzi, fără să fiarbă, pînă la o temperatură mult superioară temperaturii de fierbere. În acest

Scanned with OKEN Scanner

caz vaporii încep să se formeze cu întîrziere şi brusc, ceea ce poate da naştere la explozii periculoase. Pentru a împiedica *întîrzierea fierberii* se introduc în apă bule de aer sau „pietricele de fiert" cu muchii ascuţite.

4.3.2. Temperatura de fierbere a soluţiilor

Temperatura de fierbere a unei soluţii este totdeauna mai mare decît cea a solventului pur.

Ridicarea temperaturii de fierbere a soluţiilor apoase se exprimă prin formula: $\Delta t = n \cdot 0{,}511°$

în care n este numărul de moli dizolvaţi pe litru de apă.

Observaţiile făcute asupra coborîrii temperaturii de congelare sînt valabile şi aici.

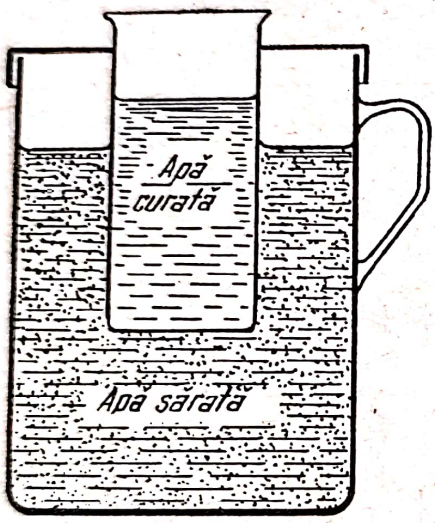


Fig. 44. Experienţa referitoare la ridicarea temperaturii de fierbere.

Experienţă. Într-o oală umplută cu apă se suspendă un alt vas, mai mic, în care se găseşte tot apă (fig. 44). Încălzind pînă la fierbere apa din vasul exterior, apa din vasul interior rămîne la o temperatură ceva mai mică decît temperatura de fierbere. Numai cînd se introduce sare în vasul exterior începe să fiarbă şi apa în cel interior.

Exemplu. Cu cît se ridică temperatura de fierbere a unei soluţii de 20% zahăr faţă de aceea a apei curate?

În acest caz, în 80 g apă sînt dizolvate 20 g zahăr, respectiv avem 250 g zahăr la 1 l apă. Conform formulei chimice $C_{12}H_{22}O_{11}$, rezultă 1 mol=342 g, astfel încît 1 l apă conţine $\frac{250}{342} = 0{,}73$ mol zahăr. Ridicarea temperaturii de fierbere este

$$\Delta t = 0{,}73 \cdot 0{,}511°C = 0{,}363°C.$$

4.4. Căldura de vaporizare şi de condensare

Atît timp cît un lichid fierbe, temperatura lui nu se ridică, ci toată căldura pe care o absoarbe în cursul acestui proces este folosită pentru transformarea lichidului în vapori. Învingerea forţelor de coeziune ale lichidului necesită un consum considerabil de energie.

Scanned with OKEN Scanner

Căldura latentă de vaporizare și de condensare L este: — *cantitatea de căldură necesară pentru vaporizarea unui kilogram de lichid* [kcal/kg].

Căldura consumată cu prilejul vaporizării se acumulează sub formă l a t e n t ă în vapori și este pusă din nou în libertate în momentul cînd acești vapori *se condensează*.

După cum se vede din tabela de mai sus, căldura latentă de vaporizare a apei (aproximativ egală cu 539 kcal/kg) este deosebit de mare. Căldura latentă de vaporizare L s c a d e pe măsură ce c r e ș t e temperatura (vezi valorile lui L în tabela de la p. 58).

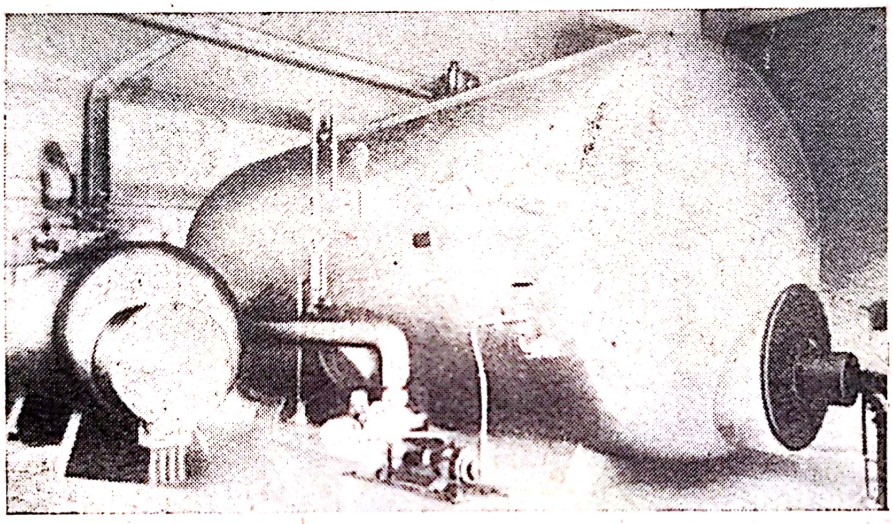


Fig. 45. Rezervor de aburi.

Determinarea căldurii de vaporizare a apei. Se introduc vapori la o temperatură t_2, măsurată în prealabil, într-un calorimetru (cu echivalentul în apă E) care conține cantitatea m_1 de apă rece la temperatura t_1. Vaporii se condensează și ridică temperatura apei din calorimetru pînă la temperatura t_m. Prin cîntărire ulterioară se stabilește cantitatea de vapori condensați. Căldura $(E+m_1)(t_m-t_1)$ absorbită de calorimetru provine din două procese: mai întîi din condensarea cantității de vapori m_2 și, în al doilea rînd, din răcirea apei formate cu acest prilej de la temperatura de fierbere t_2 la temperatura amestecului t_m. Rezultă ecuația:

$$(E+m_1)(t_m-t_1)=Lm_2+m_2(t_2-t_m).$$

De aici se obține

$$L=\frac{(E+m_1)(t_m-t_1)-m_2(t_2-t_m)}{m_2}.$$

În cazul *evaporării*, lichidul se transformă încet în vapori la o temperatură inferioară celei de fierbere. În acest scop este necesară a c e e a ș i cantitate de căldură ca și pentru vaporizare.

Scanned with OKEN Scanner

În cazul de faţă, această căldură este absorbită din mediul înconjurător, respectiv chiar din lichidul care se evaporă şi care, deci, se răceşte. Atunci se spune că avem de-a face cu o *răcire prin evaporare*, fenomen pe care-l întîlnim adesea în viaţa de toate zilele.

Experienţă. Se lasă să treacă aer comprimat sau gaz de iluminat printr-o eprubetă umplută pe jumătate cu eter, introdusă într-un cilindru de sticlă puţin mai larg. Intervalul dintre cele două vase este umplut cu apă. După scurt timp, apa îngheaţă şi ambele vase de sticlă formează un singur bloc.

Şi bioxidul de carbon lichid (CO_2) are o căldură latentă de vaporizare considerabilă: 137 kcal/kg. Dacă bioxidul de carbon este lăsat să se scurgă dintr-o butelie de oţel răsturnată, se formează zăpadă carbonică care, presată sub formă de blocuri, se numeşte *gheaţă uscată* (fig. 46). Aceasta are temperatura de —78,5°C şi se întrebuinţează cu mare succes ca refrigerent.

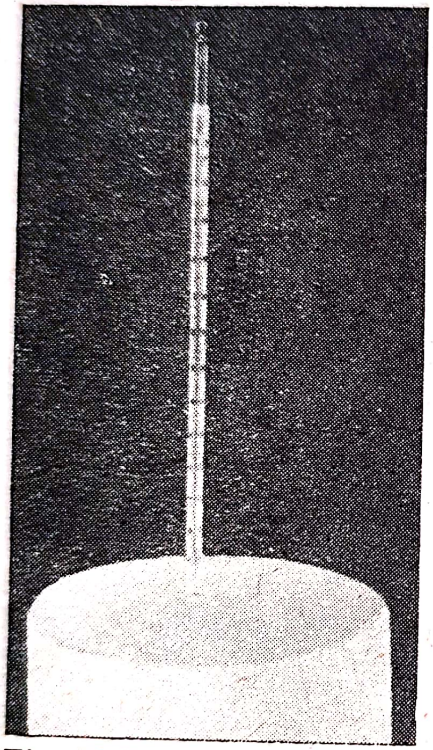


Fig. 46. Bloc de gheaţă uscată (termometrul arată —78,5°C).

Exemple. 1. În instalaţiile de încălzire centrală cu abur, aburul care trece prin elemente se condensează parţial şi cedează cu acest prilej 539 kcal/kg căldură latentă de condensare. Aşa dar, prin conducte se pot transporta mari cantităţi de căldură.

2. Datorită marii călduri latente, aburul reprezintă un bun rezervor de căldură.

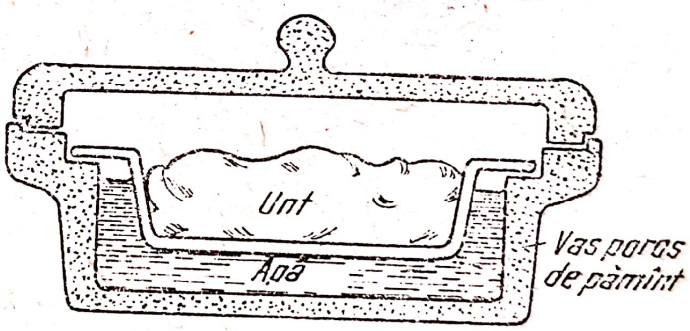


Fig. 47. Untieră din material poros.

3. Vaporii care se pierd constituie o mare pierdere de căldură şi de aceea locomotivele cu abur obişnuite au un randament redus. Căldura de condensare de la centralele termoelectrice se poate folosi în instalaţiile de încălzire centrală cu apă caldă[1].

4. Benzina turnată pe mînă provoacă o senzaţie puternică de răceală.

5. În ţările meridionale băuturile se păstrează în vase poroase de pămînt. Apa care mustește prin pereţii acestor vase se evaporă pe suprafaţa lor exterioară şi răcește conţinutul (fig. 47).

---

[1]) Este ceea ce se numeşte termoficare. Aburul care a acţionat turbinele este canalizat spre instalaţiile de încălzire din uzinele apropiate, locuinţele muncitoreşti, şcoli etc. (N.Red.E.T.).

Scanned with OKEN Scanner

4.5. Vaporii

4.5.1. Starea de vapori și starea gazoasă

Pînă acum am folosit expresia de v a p o r i alături de cea de g a z, dar în cele ce urmează vom vedea că există o d e o s e b i r e precisă între aceste două stări ale substanței.

Într-o sticlă umplută cu aer, în dopul căreia este fixat un manometru cu mercur, se găsește o eprubetă închisă ce conține benzină. Scuturînd sticla, eprubeta din interiorul ei se sparge (fig. 48). Imediat manometrul indică o p r e s i u n e m a i r i d i c a t ă î n i n t e r i o r. După ce s-a evaporat o parte din benzină, manometrul indică o situație nemodificată. Între benzina rămasă sub formă lichidă și vaporii ei s-a stabilit o *stare de echilibru*. În această stare, aerul din sticlă este s a t u r a t cu vapori de benzină. Prin urmare vaporii există numai *în prezența* lichidului din care provin.

Fig. 48. Experiență referitoare la presiunea vaporilor.

> *În stare de echilibru spațiul de deasupra unui lichid este saturat cu vapori. Aceștia exercită o presiune care se numește presiune saturantă.*

Vaporii sînt i n v i z i b i l i (fig. 49). Norul de ceață care se numește „abur" în viața de toate zilele nu reprezintă propriu-zis vapori, ci apă condensată sub formă de picături fine de ceață (fig. 48).

Dacă în eprubeta menționată cantitatea de benzină este prea m i c ă lichidul se evaporă c o m p l e t, iar p r e s i u n e a obținută este m a i m i c ă. În acest caz, vom spune că avem de-a face cu un g a z. Deci starea de vapori se poate concepe numai în prezența unui lichid, pe cînd la un gaz lichidul de la fundul vasului lipsește totdeauna (fig. 50).

Dacă se repetă experiența cu alt lichid (de exemplu cu eter sau cu cloroform) se observă o presiune a vaporilor mult mai mare.

Presiunea saturantă depinde de natura chimică a lichidului.

Presiunea saturantă poate fi măsurată și cu un tub Torricelli (vezi vol. I, 10. 1) în care se introduce la fund o mică probă din

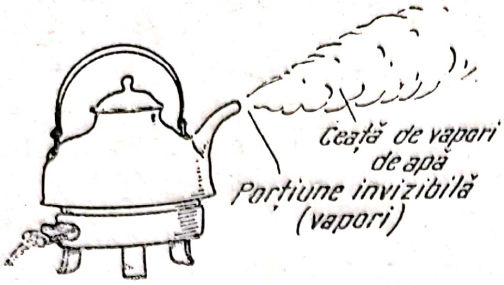


Fig. 49. Vaporii sînt invizibili.

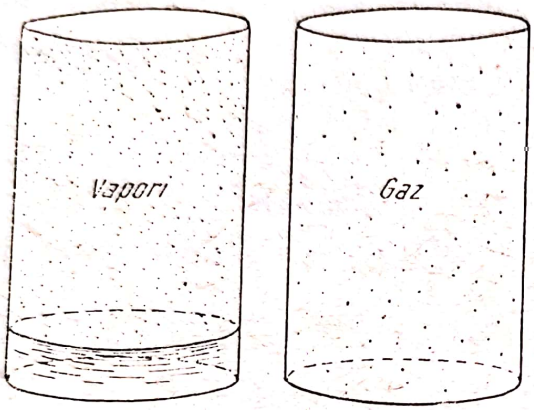


Fig. 50. Vapori și gaz.

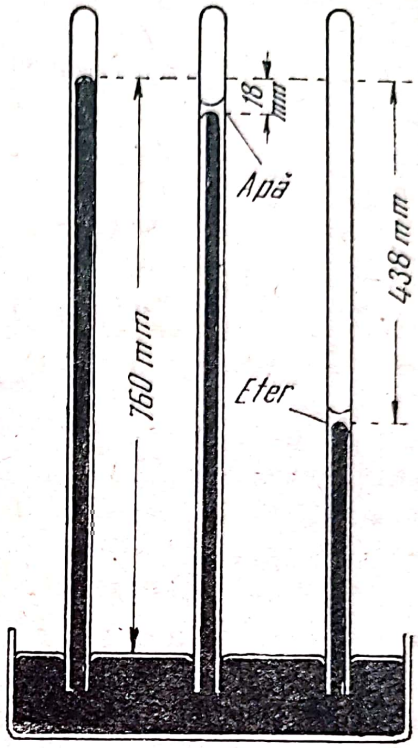


Fig. 51. Măsurarea presiunii saturante cu ajutorul tubului Torricelli.

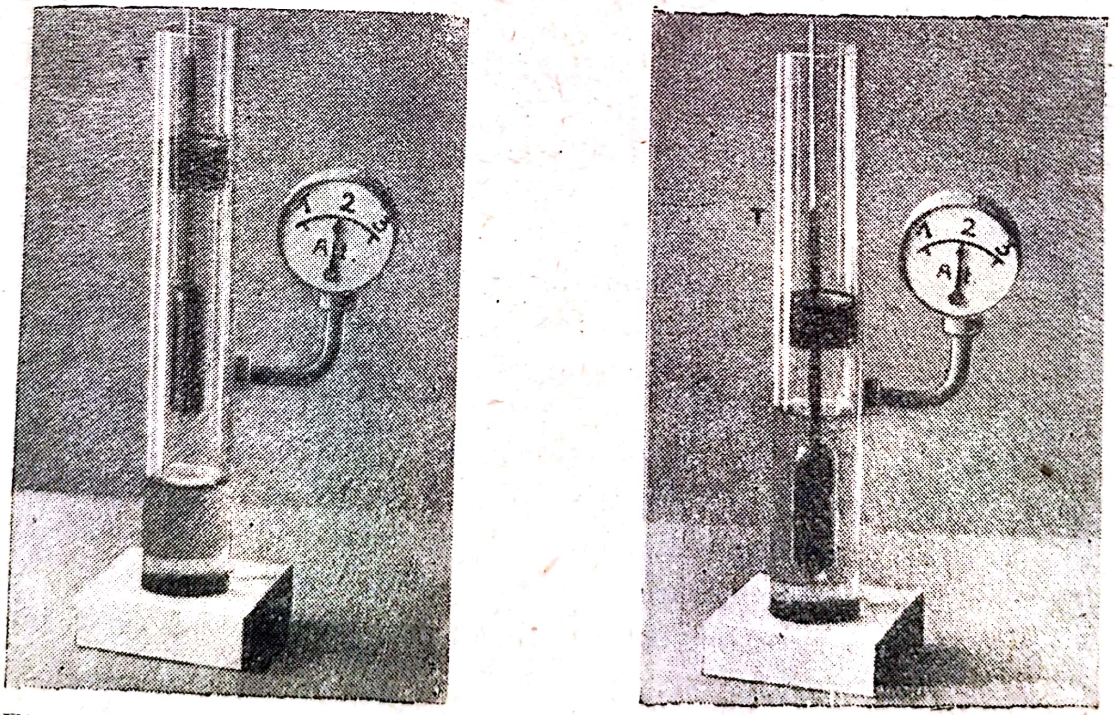


Fig. 52. Presiunea vaporilor la temperatura constantă este independentă de volumul lor.

lichidul respectiv (fig. 51). Conform cu legea Boyle-Mariotte presiunea unui gaz depinde de volumul său. Dimpotrivă, presiunea unor vapori este independentă de volumul lor (fig. 52)

Experiență. Într-un cilindru de sticlă cu piston, perfect etanș, se găsește apă fierbinte menținută la temperatură constantă. Pentru a echilibra presiunea saturantă a vaporilor se pune deasupra pistonului o greutate. Pistonul poate fi deplasat în sus și în jos fără a modifica greutatea de deasupra lui, ceea ce înseamnă că presiunea exercitată de vapori (presiunea saturantă) rămîne constantă, cu toate că volumul s-a modificat. Cînd volumul se mărește se formează sub piston noi vapori și apa începe să fiarbă intens, iar cînd volumul se micșorează o cantitate corespunzătoare de vapori se condensează, transformîndu-se în apă.

Presiunea saturantă a vaporilor cîtorva substanțe, la 20 °C, în torr

Benzen	75	Sulfură de carbon	298	Sare de bucătărie, la 975°C	10
Cloroform	160	Apă	17,535	Unsoare de vid Ramsay	$10^{-4}\cdots10^{-6}$
Alcool etilic	44	Mercur	$1{,}220\cdot10^{-3}$	Unsoare apiezon	Nu se poate măsura
Eter dietilic	438	Mercur, la 100°C	0,271 3	Uleiuri pentru pompe de vid	0,5···0,05
Acetonă	180	Cupru, la 1 142°C	0,001		

Presiunea saturantă (la temperatură constantă) este independentă de volum.

În termotehnică se deosebesc următoarele *feluri de vapori:*

Denumirea tehnică	Semnificația fizică
Vapori saturanți	Vapori
Vapori saturanți umezi	Vapori amestecați cu apă
Vapori nesaturanți sau supraîncălziți	Gaz care se află la o temperatură mai ridicată decît temperatura vaporilor saturanți la aceeași presiune.

4.5.2. Presiunea saturantă și temperatura

Dacă se încălzește apă în vase închise se constată că:

presiunea saturantă a vaporilor unui lichid se ridică pe măsură ce temperatura crește.

Scanned with OKEN Scanner

Valorile presiunii pentru o temperatură dată se găsesc în *tabelele de abur*.

Tabela de abur

Presiunea p [at]	Temperatura t [°C]	Volumul unui kilogram de abur v [m³/kg]	Densitatea aburului ϱ [kg/m³]	Entalpia lichidului i_l [kcal/kg]	Entalpia totală l [kcal/kg]	Căldura de vaporizare L [kcal/kg]
0,010	6,7	131,7	0,007 6	6,73	600,1	593,4
0,015	12,74	89,64	0,011 2	12,78	602,8	590,0
0,020	17,20	68,27	0,014 7	17,24	604,8	587,6
0,025	20,78	55,28	0,018 1	20,80	606,4	585,6
0,030	23,77	46,53	0,021 5	23,79	607,7	583,9
0,040	28,64	35,86	0,028 2	28,65	609,8	581,1
0,050	32,55	28,73	0,034 8	32,55	611,5	578,9
0,1	45,45	14,95	0,066 9	45,41	617,0	571,6
0,2	59,67	7,795	0,128 3	59,61	623,1	563,5
0,3	68,68	5,328	0,187 7	68,61	626,8	558,2
0,4	75,42	4,069	0,245 8	75,36	629,5	554,1
0,5	80,86	3,301	0,302 9	80,81	631,6	550,8
0,6	85,45	2,783	0,359 4	85,41	633,4	548,0
0,7	89,45	2,409	0,415 2	89,43	634,9	545,5
0,8	92,99	2,125	0,470 5	92,99	636,2	543,2
0,9	96,18	1,904	0,525 3	96,19	637,4	541,2
1,0	99,09	1,725	0,579 7	99,12	638,5	539,4
1,5	110,79	1,180	0,847 2	110,92	642,8	531,9
2,0	119,62	0,902	1,109	119,87	645,8	525,9
2,5	126,79	0,732	1,367	127,2	648,3	521,1
3,0	132,88	0,617	1,622	133,4	650,3	516,9
3,5	138,19	0,534	1,874	138,8	651,9	513,1
4,0	142,92	0,471	2,125	143,6	653,4	509,8
4,5	147,20	0,421	2,374	148,0	654,7	506,7
5,0	151,11	0,382	2,621	152,1	655,8	503,7
6,0	158,08	0,321	3,112	159,3	657,8	498,5
7,0	164,17	0,278	3,600	165,6	659,4	493,8
8,0	169,61	0,245	4,085	171,3	660,8	489,5
9,0	174,53	0,219	4,568	176,4	662,0	485,6
10,0	179,04	0,198	5,049	181,2	663,0	481,8
20,0	211,38	0,102	9,846	215,8	668,5	452,7
25,0	222,90	0,082	12,26	228,5	669,4	440,9
50,0	262,70	0,040	24,85	274,2	667,3	393,1
100,0	309,53	0,018	54,21	334,0	651,1	317,1
200,0	364,08	0,006	161,2	431,5	582,3	150,8

Scanned with OKEN Scanner

O privire de ansamblu se poate obține mai repede din curba *presiunii saturante a vaporilor de apă*. După cum rezultă din fig. 53, curba I atinge la 100°C presiunea barometrică normală:

la temperatura de fierbere presiunea saturantă a vaporilor este egală cu presiunea care se exercită asupra lichidului.

Aceeași curbă mai arată că apa poate fierbe chiar și la t e m p e r a t u r a c a m e r e i sau chiar la o temperatură mai joasă, cu condiția ca presiunea să fie suficient de mică.

Experiență. O cantitate de apă, aflată într-un balon, este adusă la temperatura de fierbere. Apoi se astupă balonul bine cu un dop și se pune la o parte (fig. 54). La un interval scurt de timp se lasă să curgă apă rece peste balonul

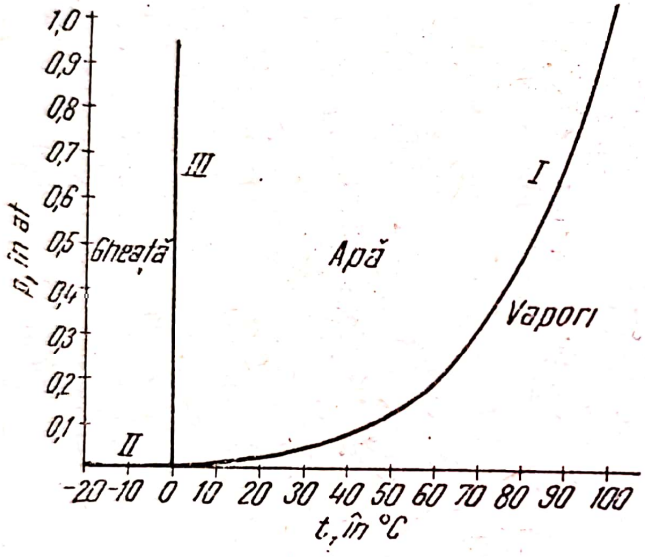


Fig. 53. Curba presiunii saturante a vaporilor de apă.

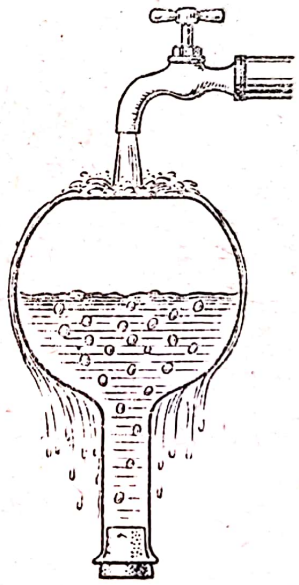


Fig. 54. Fierberea la temperatură coborîtă.

întors cu fundul în sus; conținutul lui începe să clocotească din nou puternic. Cauza constă în condensarea vaporilor care se găsesc deasupra apei, fenomen care provoacă o scădere a presiunii, la care apa poate iarăși să fiarbă.

Peste temperatura de 100°C presiunea vaporilor de apă devine mai mare decît presiunea barometrică normală și poate exercita o forță considerabilă asupra unui piston. După cum se știe această constatare a dus la inventarea *mașinii cu abur*. Acest fenomen se poate exprima și invers: dacă p r e s i u n e a care se exercită asupra suprafeței apei c r e ș t e, t e m p e r a t u r a d e f i e r b e r e s e r i d i c ă. Astfel temperatura se poate ridica fără dificultate cu mult peste 100°C, dacă se înșurubează capacul cazanului ca

în cazul *oalei lui Papin*. Aceasta are utilizări în tehnica modernă, sub formă de *autoclavă* pentru fierberea celulozei etc. (fig. 56).

Din reprezentarea grafică a presiunii saturante a vaporilor se mai poate constata că şi gheaţa (curba II) are o presiune saturantă a vaporilor.

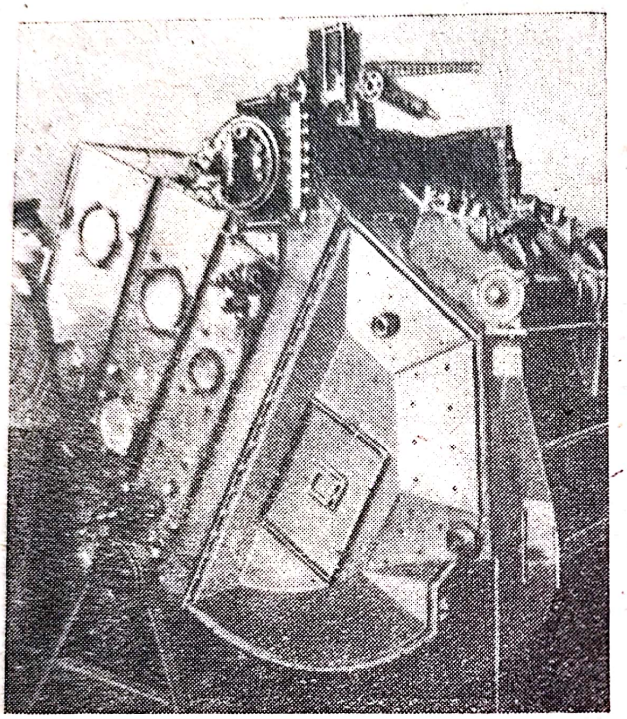


Fig. 55. Cazan de înaltă presiune pentru 46 at şi un debit de abur de 4 t pe oră.

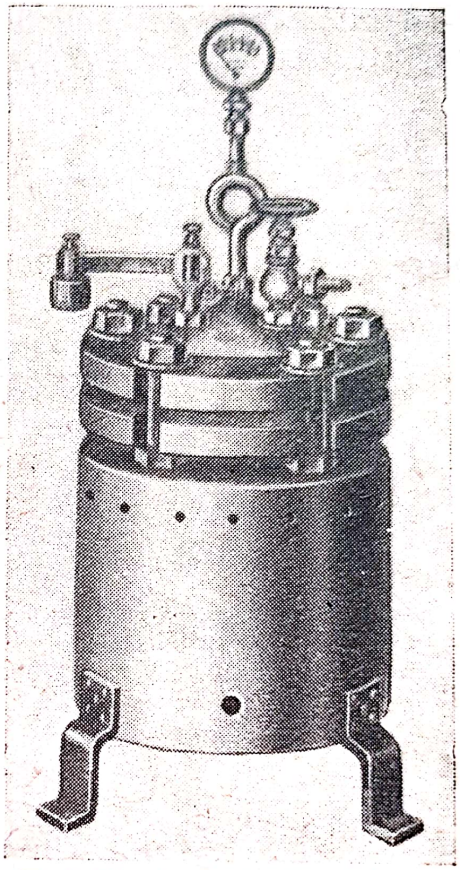


Fig. 56. Autoclavă mică pentru suprapresiunea de 150 at.

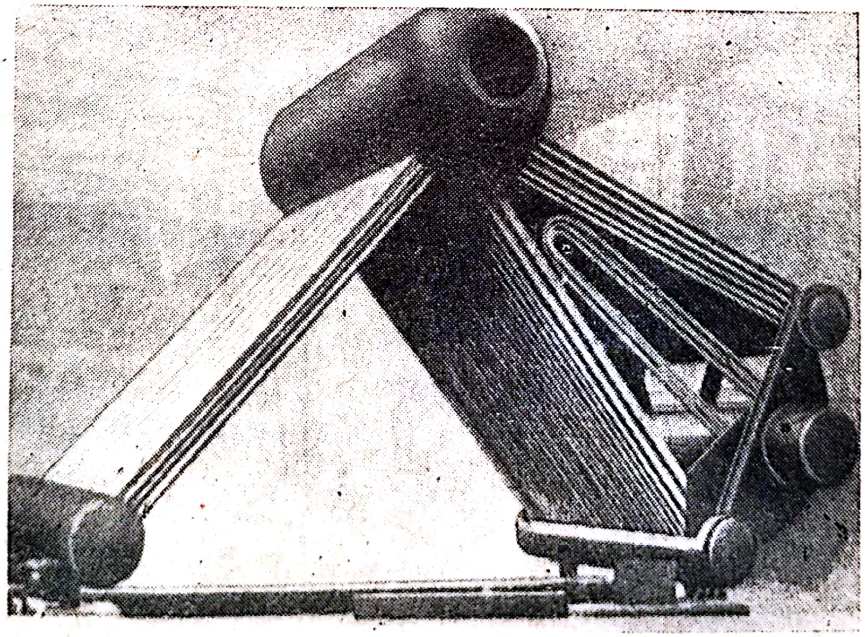


Fig. 57. Cazan cu ţevi pentru vase marine.

Scanned with OKEN Scanner

În principiu vaporii tuturor substanţelor solide au o presiune; la metale ea este atît de mică, încît nici nu se poate măsura, pe cînd de exemplu naftalina (folosită contra moliilor) sublimează destul de intens.

În diagrama din fig. 53 mai este trasată o linie (curba III). Ea reprezintă variaţia temperaturii de topire în funcţie de presiune şi merge aproape vertical, deoarece temperatura de topire variază doar foarte puţin în funcţie de presiune.

Exemple. 1. La ce temperatură fierbe apa, la 5 000 m altitudine?

Conform cu 10.1 din vol. I, presiunea la această altitudine este de 405 torr = 0,55 at, la care conform tabelei de la p. 58 corespunde o temperatură de fierbere de 83°C.

2. Din ce cauză zăpada şi gheaţa îşi micşorează volumul cînd stau la Soare, fără a se topi în prealabil?

Din cauza sublimării gheţii (datorită presiunii saturante a vaporilor deasupra gheţii).

3. De ce pentru gătitul mîncărurilor la restaurante sau cantine mari se întrebuinţează oale cu fierbere rapidă, cu capac care se fixează cu şurub?

Pentru obţinerea unei temperaturi de fierbere mai ridicate.

4.5.3. Entalpia vaporilor

La o examinare mai atentă, energia absorbită cu prilejul vaporizării unui lichid se poate descompune în:

1. *energie internă de vaporizare, care reprezintă* energia necesară pentru învingerea coeziunii (separarea moleculelor de lichid).
2. *energia externă de vaporizare, care reprezintă* lucrul mecanic de expansiune necesar pentru formarea volumului mare de vapori.

Entalpia vaporilor, calculată de la 0°C în sus[1]) are următoarea componenţă:

$$\overbrace{\underbrace{\text{entalpia } i \text{ a lichidului}}_{\text{(entalpia apei pînă la temperatura de fierbere)}} + \overbrace{\text{căldura de vaporizare } L}^{\text{căldura de vaporizare internă + externă}}}^{\text{Entalpia totală } I}$$

$$\text{entalpia vaporilor } i_v$$

Căldura externă de vaporizare se poate calcula cu uşurinţă. Se vaporizează 1 kg de apă la 1 at şi se formează astfel, conform tabelei de la p. 58, 1,725 m^3 vapori, ceea ce necesită un lucru mecanic $pV = 10\,000$ kgf/m^2 · 1,725 m^3 = = 17 250 kgf·m. Acest lucru mecanic corespunde unei cantităţi de căldură egal cu $\frac{17\,250}{427}$ kcal = 40,4 kcal.

Deoarece căldura de vaporizare L la 1 at este de 539,4 kcal/kg, căldurii interne îi revin 499 kcal/kg, adică o parte precumpănitoare.

Exemplu. Un cazan de abur conţine 500 l apă şi 300 l vapori sub presiune de 4 at. Să presupunem că din cazan se scoate brusc o cantitate de vapori, din care cauză presiunea scade la 3,5 at. Ce cantitate de căldură se pune în libertate?

[1]) Adică în presupunerea că entalpia apei la 0°C este nulă (N. Red.E.T.).

Conform tabelei de la p. 58 entalpia lichidului i_l este mai mică la 3,5 at decît la 4 at. De aceea a p a cedează o cantitate de căldură de 500(143,6—138,8) kcal=2 400 kcal. La presiunea mai ridicată, v a p o r i i au de asemenea o entalpie totală I mai mare decît la presiunea scăzută. Pe de altă parte, 300 litri vapori reprezintă 0,3 m³ sau 0,638 kg, greutatea lor specifică fiind 2,125 kg/m³. Ca atare, vaporii pun în libertate 0,638 (653,4—651,9) kcal= =0,957 kcal. Cantitatea de căldură cedată, egală cu circa 2 401 kcal, serveşte la formarea de vapori ceea ce face ca presiunea să se ridice din nou.

4.5.4. Umezeala aerului

Vaporii de apă pe care-i conţine aerul atmosferic constituie *umezeala aerului*. Cunoaşterea precisă şi supravegherea continuă a umezelii este importantă pentru multe întreprinderi industriale, cum sînt industria tutunului, filaturile, centralele telefonice etc.

Umezeala absolută a: cantitatea de vapori de apă [g/m³] *conţinută într-un metru cub de aer.*

Cantitatea absolută de vapori pe care o conţine aerul se poate determina direct. În acest scop se aspiră o anumită cantitate de aer printr-un contor de gaz şi printr-un tub de uscare umplut cu P_2O_5 sau cu clorură de calciu. Acest tub se cîntăreşte înainte şi după trecerea aerului, obţinîndu-se astfel direct cantitatea de apă pe care o conţine aerul.

Aerul este *saturat* cu apă cînd conţine c a n t i t a t e a m a x i m ă d e v a p o r i a_{max} la temperatura considerată. Această cantitate se poate calcula pe baza presiunii saturante a vaporilor de apă pentru temperatura respectivă.

Umezeala maximă a aerului între —10° şi 30 °C

Temperatura t [°C]	Presiunea saturantă a vaporilor p [torr]	Umezeala de saturaţie a_{max} [g/m³]	t [°C]	p [torr]	a_{max} [g/m³]
—10	1,95	2,14	16	13,6	13,6
— 5	3,01	3,24	18	15,5	15,4
0	4,58	4,84	20	17,5	17,3
2	5,3	5,6	22	19,8	19,4
4	6,1	6,4	24	22,4	21,8
6	7,0	7,3	26	25,2	24,4
8	8,0	8,3	28	28,3	27,2
10	9,2	9,4	30	31,8	30,3
12	10,5	10,7			
14	12,0	12,1			

Umezeala relativă f este *raportul dintre umezeala absolută şi umezeala de saturaţie la temperatura respectivă*

$$\boxed{f=\frac{a\cdot 100}{a_{max}}}\ [\%]. \qquad (20)$$

Scanned with OKEN Scanner

Substanţele care sînt deosebit de *sensibile* la umezeala aerului se numesc *higroscopice*; sarea de bucătărie se umezeşte în aer umed, deoarece conţine o cantitate de clorură de magneziu higroscopică, coardele făcute din intestine se lungesc, clorura albastră de cobalt devine roşie etc. O umiditate a aerului de 50...60% se consideră ca normală pentru sănătatea omului.

Cînd aerul umed se răceşte, umezeala relativă creşte, deoarece umezeala de saturaţie este mai mică la temperatură mai joasă. Dacă presiunea saturantă este depăşită, vaporii de apă în exces se condensează şi se formează ceaţa (la înălţime mare se formează norii). Acest fenomen are loc la aşa-numitul *punct de rouă* (fig. 58).

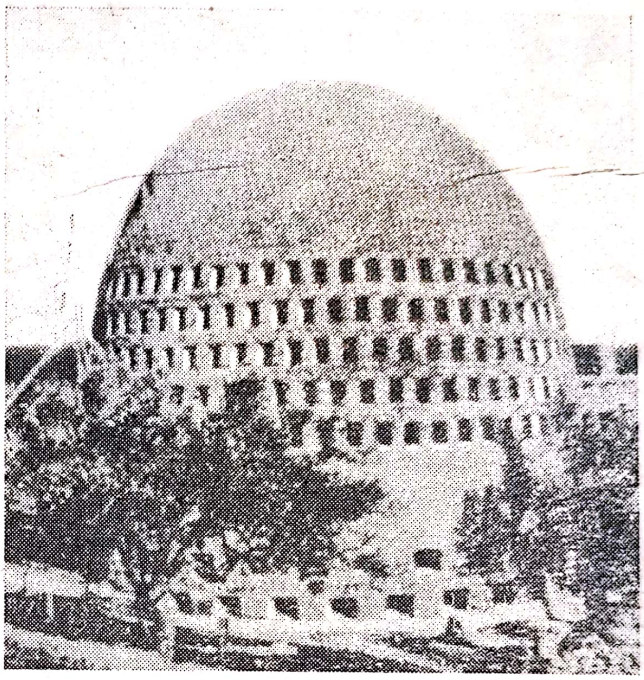


Fig. 58. Puţ aerian. Din aerul care în cursul nopţii se răceşte sub punctul de rouă se separă apă în interiorul cupolei.

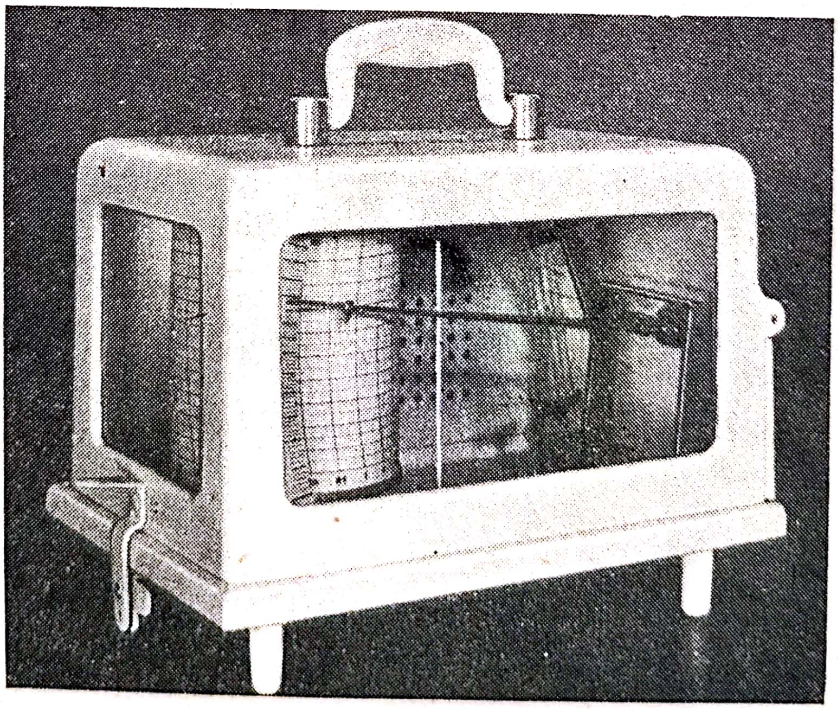


Fig. 59. Higrometru cu fir de păr, cu înregistrare automată;

Scanned with OKEN Scanner

Prin punctul de rouă se înțelege temperatura la care începe să se separe apa din aer, după ce acesta s-a răcit (din cauza depășirii umezelii de saturație).

Pentru măsurarea umezelii aerului servesc:

Higrometrul cu fir de păr. Cîteva fire de păr degresate și întinse de capetele lor pun în mișcare un ac indicator, care arată umezeala relativă (fig. 59).

Măsurătorul de punct de rouă. Un vas cu peretele anterior din tablă de argint subțire conține eter și un termometru. Suflînd aer în el se produce o răcire. Cînd oglinda aparatului se aburește înseamnă că s-a ajuns la punctul de rouă. Ca temperatură se ia valoarea medie dintre apariția și dispariția aburului de pe oglindă. Dacă acest lucru are loc de exemplu la 16°C, umezeala absolută este, conform tabelei de mai înainte, de 13,6 g/m³.

Psihrometrul. Acesta constă din două termometre identice, dintre care unul este înfășurat cu o bucată de tifon menținută permanent umedă. Din cauza răcirii produsă de evaporare, temperatura t' a termometrului umed scade față de temperatura t a termometrului uscat. Cu cît aerul este mai uscat, cu atît răcirea este mai intensă și, deci, cu atît diferența de temperatură este mai mare.

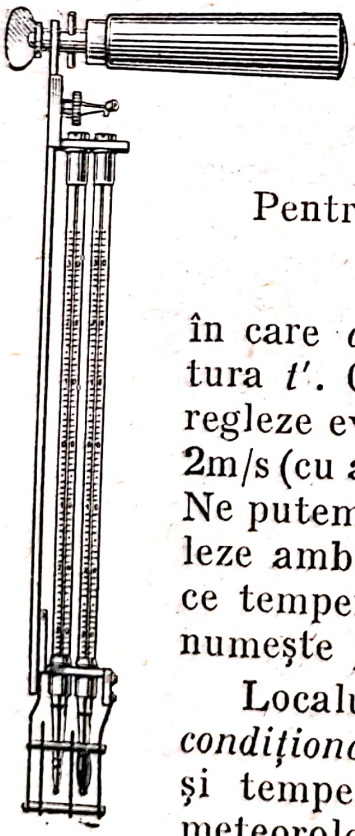


Fig. 60. Psihrometru oscilant.

Pentru calculul umezelii absolute a servește formula

$$a = a'_{max} - 0{,}5\ (t - t'),$$

în care a'_{max} este umezeala de saturație la temperatura t'. Cînd se fac măsurări mai precise, trebuie să se regleze evaporarea printr-un curent uniform de aer de 2m/s (cu ajutorul unui mic ventilator montat în aparat). Ne putem dispensa de acest dispozitiv, făcînd să oscileze ambele termometre, cu ajutorul unui mîner, pînă ce temperatura nu mai coboară; un astfel de aparat se numește *psihrometru oscilant* (fig. 60).

Localurile moderne sînt prevăzute cu *instalații de condiționarea aerului*, care asigură umezeala aerului și temperatura prescrise, independent de condițiile meteorologice externe.

De exemplu aerul cald, înăbușitor, este trimis sub presiune printr-o ceață rece de apă și astfel cedează din umezeala sa la temperatura scăzută a apei reci. Fiind încălzit apoi din nou, el devine relativ uscat și poate fi adus la gradul de umezeală dorit. Pentru producerea temperaturii de răcire se lasă să țîșnească vapori de apă prin orificii strîmte.

Scanned with OKEN Scanner

Cînd aerul nu conţine *nuclee de condensare* (particule de praf etc.), condensarea vaporilor de apă nu poate avea loc. Cunoscutele *dîre de condensare* (fig. 61) pe care le lasă avioanele ce zboară la mare înălţime sînt un semn că acolo aerul este uneori s u p r a s a t u r a t cu vapori de apă.

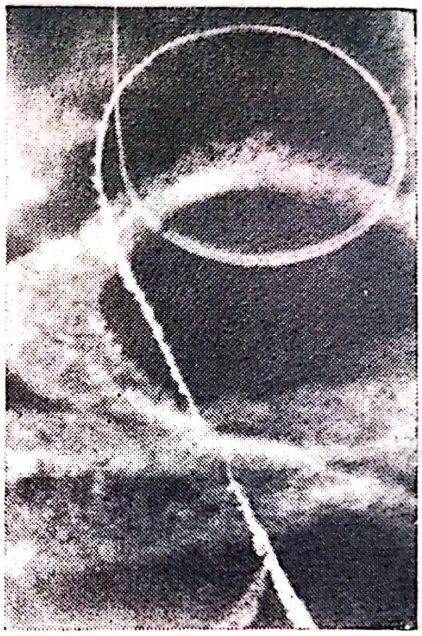


Fig. 61. Dîre de condensare lăsate de avioane.

Exemple. 1. Să se stabilească umezeala maximă a aerului la 17,2°C, cu ajutorul tabelei de la pag. 58.

La această temperatură, greutatea specifică a vaporilor este de 0,014 7 kg/m³=14,7 g/m³=a_{max}.

2. Care este umezeala absolută la 18°C şi saturaţia de 65%?

Conform tabelei a_{max}=15,4 g/m³ (adică 100%) şi, deci, la saturaţia de 65%, a=10 g/m³.

3. Care este punctul de rouă pentru acest caz?

Din tabelă se găseşte acest punct la 11°C (la mijloc între 9,4 şi 10,7 g/m³).

4. Să se comprime puternic cu gura aerul din plămîni printr-un tub subţire într-un balon de sticlă. Cînd se ia gura de la orificiul tubului, balonul se umple în momentul destinderii cu ceaţă, care dispare imediat din nou: în timpul destinderii aerul se răceşte sub punctul de rouă.

5. Propagarea căldurii

Energia termică se poate propaga printr-unul din modurile următoare:

a) *convecţie* (transportul căldurii prin deplasarea lichidelor şi gazelor);

b) *conducţie* (transmisia energiei termice în masa unui corp);

c) *transmisie de căldură prin contact* (contactul a două corpuri cu temperaturi diferite);

d) *radiaţie termică* (emisia radiantă care poate avea loc şi în vid).

O lege general valabilă este următoarea:

energia termică se deplasează de la sine din locurile cu temperatură mai ridicată spre locurile cu temperatură mai scăzută şi niciodată invers.

Scanned with OKEN Scanner

5.1. Convecţia căldurii

Întrucît lichidele şi gazele încălzite au greutate specifică m a i m i c ă decît cele reci, din cauza dilatării, ele pot forma *curenţi* datorită forţei lui Arhimede care tinde să le transporte în sus. În sistemele de conducte sau în oricare alt spaţiu unde se află un gaz, încălzirea părţii inferioare a recipientului produce o c i r c u l a ţ i e. Cu alte cuvinte nu energia termică însăşi circulă, ci m e d i u l care transportă această energie; de aici vine şi numele de c o n v e c ţ i e dat fenomenului. Curgerea mediului poate fi laminară sau turbulentă.

Exemple. 1. Aerul încălzit de o sobă se ridică spre tavanul camerei, unde se răceşte şi apoi coboară (fig. 62).

2. În cazul încălzirii centrale cu apă caldă (fig. 63), apa caldă trece din partea superioară a cazanului, printr-un vas de compensaţie (boiler), în radiatoare şi se întoarce în cazan după ce s-a răcit.

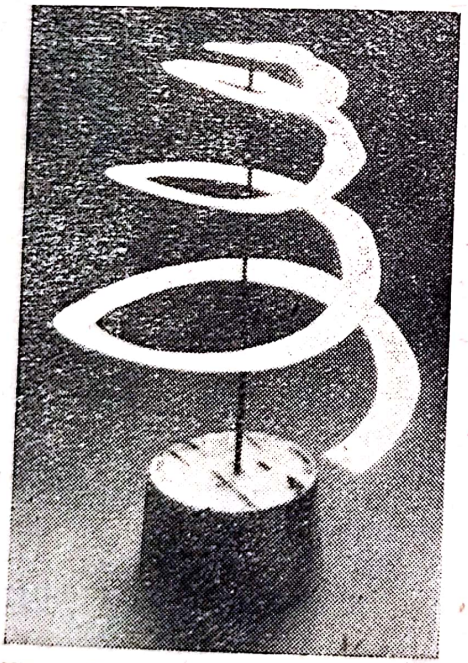


Fig. 62. Datorită curenţilor de aer cald ce tind să se ridice, o spirală mică de hîrtie pusă pe sobă începe să se învîrtească.

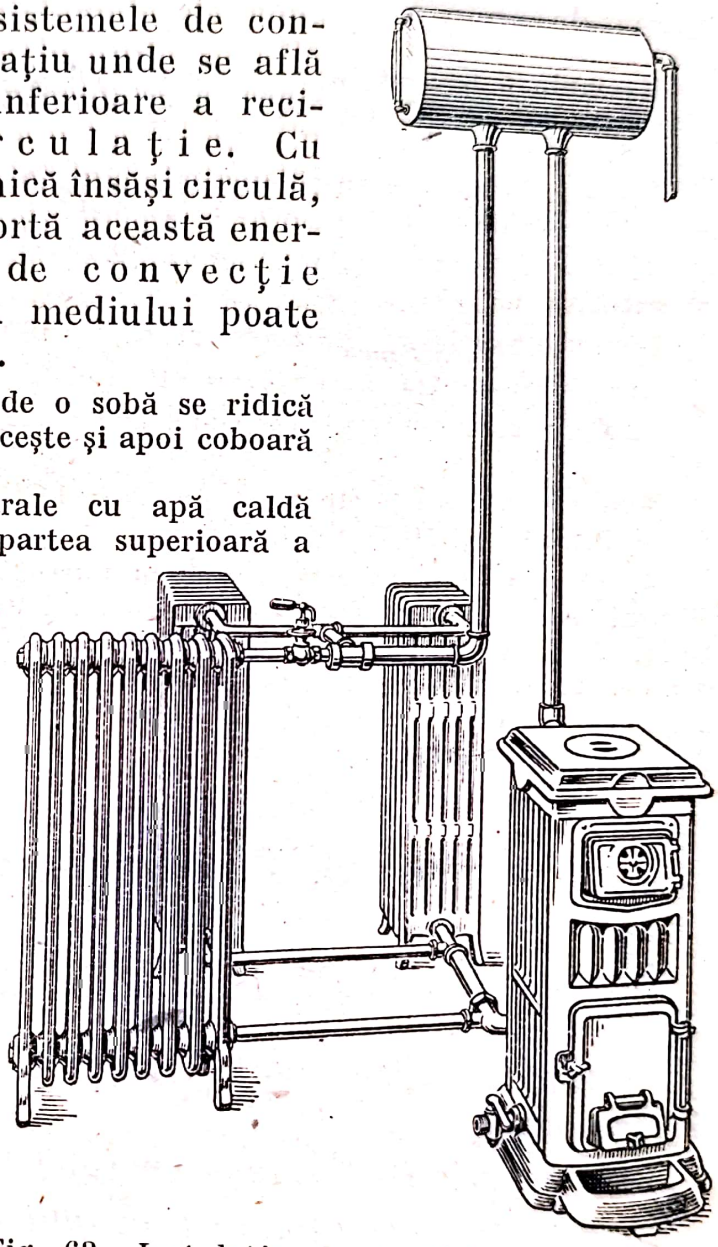


Fig. 63. Instalaţie de încălzire centrală cu apă caldă.

3. Gazele fierbinţi şi fumul se ridică în coşul de fum.

4. Obiectele de îmbrăcăminte şi paturile ţin cald, deoarece aerul închis între ochiurile ţesăturii şi între fulgi (aerul este rău conducător de căldură) nu poate circula.

Scanned with OKEN Scanner

5.2. Conducția termică

Se deosebesc corpuri *bune* și corpuri *rele conducătoare de căldură*. Cele mai bune conducătoare sînt metalele, rele conducătoare sînt materialele ceramice, iar cel mai rău conducător este aerul. Diferența de conducție se stabilește prin compararea

coeficientului de conductivitate termică λ care reprezintă : *cantitatea de căldură ce trece printr-un perete cu suprafața de 1 m² și grosimea de 1 m, în fiecare oră, cînd între cele două fețe ale peretelui există o diferență de temperatură de* 1°C (fig. 64).

Dimensiunile lui λ sînt [kcal/m·h·grd].

Coeficienți de conductivitate termică λ [kcal/m·h·grd]

Argint	364	Plumb	30	Lemn	0,2...0,3
Cupru	338	Beton	1,1	Lînă de zgură	0,045...0,060
Aluminiu	190	Sticlă	0,72	Aer la 0°C	0,02
Alamă	80...90	Apă	0,5	Hidrogen la 0°C	0,15
Oțel	43	Zid de cărămidă	0,35...0,5		

Coeficientul de conductivitate termică nu este o constantă, ci depinde de temperatură.

În principiu, se disting două cazuri de conducție.

Conducția termică staționară. În acest caz, temperaturile T_1 și T_2 [1] pe cele două suprafețe extreme, situate la distanța l una de alta, trebuie să rămînă constante în tot timpul procesului. Între ele există deci o *cădere constantă de temperatură* $\frac{T_1 - T_2}{l}$. De exemplu astfel se petrec lucrurile cînd o casă are temperatură interioară constantă, iar temperatura exterioară nu variază nici ea. Can-

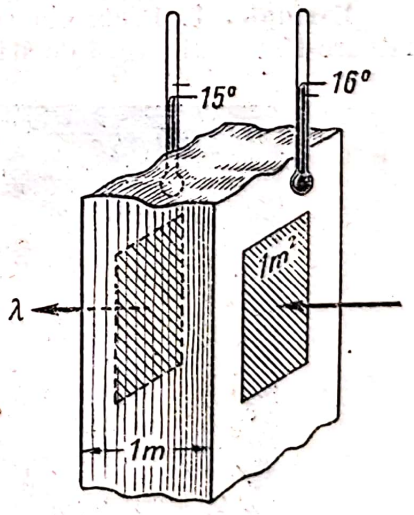


Fig. 64. Schiță referitoare la definiția coeficientului de conductivitate termică.

[1] Pentru a evita confuziile cu timpul t, temperaturile exprimate în grade Celsius sînt notate aici în mod excepțional cu T.

titatea de căldură transportată în unitatea de timp este proporţională cu diferenţa de temperatură şi cu suprafaţa S.

Cantitatea de căldură care trece printr-un perete în tore (în regim staţionar) este: $$Q=\frac{\lambda S t(T_1-T_2)}{l}\ [\text{kcal}]. \quad (22)$$

Conducţie termică nestaţionară. Să presupunem că un corp izolat este încălzit la un capăt la temperatura T_2. Să mai presupunem că celălalt capăt mai rece al corpului are la început temperatura T_1. Temperaturile se vor egala în decursul timpului din cauza conducţiei termice şi întregul corp va avea o temperatură uniformă. Diferenţa de temperatură în acest caz nu este constantă nici în spaţiu şi nici în timp, iar calculul devine mai complicat. Pentru timpul necesar egalării temperaturilor este caracteristic

coeficientul de difuzivitate termică: $\frac{\lambda}{\varrho c_p}$.

De exemplu pentru cupru se obţine $\frac{338}{8\,930\cdot 0{,}092}=0{,}412$. După cum se poate calcula cu uşurinţă, coeficientul de difuzivitate pentru plumb este 0,086, pentru aer 0,064 2 şi pentru hidrogen 0,49.

Diferenţele de temperatură în gaze, cu toate că coeficienţii de difuzivitate ai acestora sînt foarte diferiţi, se anulează aproape tot aşa de repede ca în metale (chiar dacă nu se ţine seamă de efectul curenţilor, care favorizează egalarea temperaturilor).

Exemple. 1. Protecţia contra pierderilor de căldură prin învelişuri izolatoare făcute din vată de sticlă, azbest etc. (fig. 65).

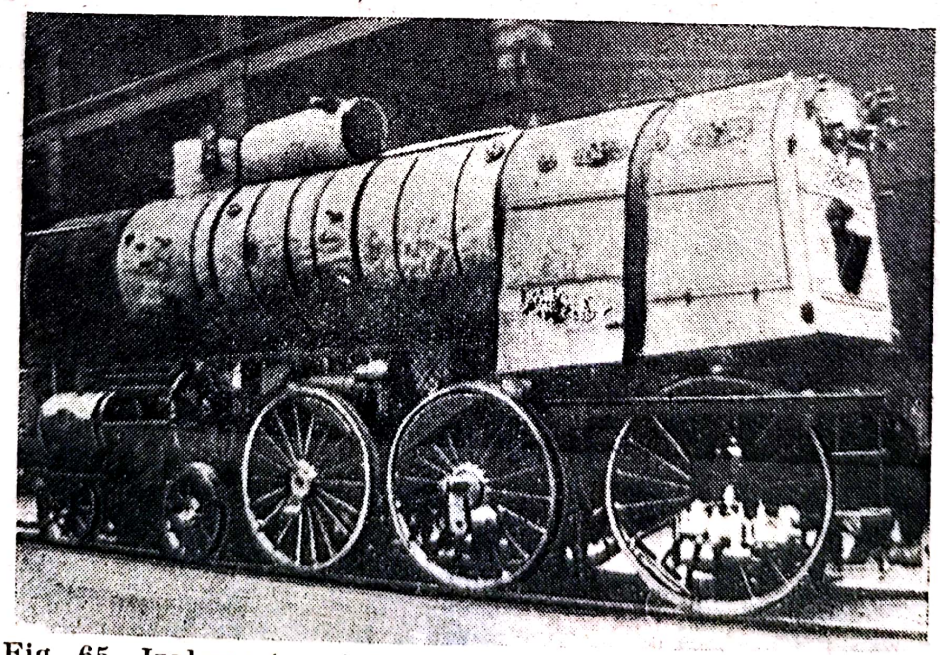


Fig. 65. Izolarea termică cu vată de sticlă a unei locomotive.

Scanned with OKEN Scanner

2. În spațiul dintre pereții dubli ai b i d o a n e l o r t h e r m o s și ai v a s e l o r D e w a r (fig. 66) folosite pentru păstrarea aerului lichid se face vid cu o pompă, pentru a se înlătura conducția termică a aerului.

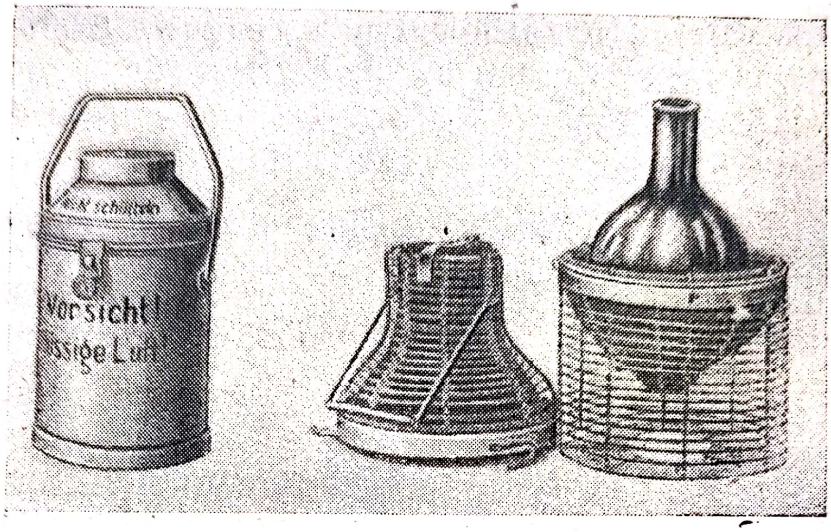


Fig. 66. Vas Dewar pentru transportul aerului lichid.

3. Peretele exterior al unei case are suprafața egală cu 8×15 m și grosimea de 50 cm. Temperatura pe suprafața exterioară este de 5°C, iar pe suprafața interioară de 12°C. Ce cantitate de căldură se pierde prin acest perete în 12 ore (la pereții de cărămidă $\lambda = 0{,}4$)?

Aplicînd formula (22) se obține

$$Q = \frac{0{,}4 \text{ kcal} \cdot 120 \text{ m}^2 \cdot 12 \text{ h}(12-5)\text{grd}}{\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{grd} \cdot 0{,}5 \text{ m}} = 8\,064 \text{ kcal}.$$

Trebuie să accentuăm că temperaturile specificate în acest exemplu se referă numai la suprafețele peretelui și nu trebuie confundate cu temperatura camerei sau cu temperatura exterioară.

5.3. Transmisia căldurii prin contact

Apa, aerul, gazele fierbinți de ardere etc., cînd vin în contact cu un perete c e d e a z ă c ă l d u r ă s u p r a f e ț e i acestuia sau primesc căldură de la ea. În decurs de t ore,

căldura transmisă unui perete sau cedată de el este: $\boxed{Q = \alpha S t (T_1 - T_2)}$ [kcal]. (22a)

Determinarea *coeficientului de transfer termic de suprafață* α pentru fiecare caz particular este legată de mari dificultăți, deoarece el depinde de numeroși factori, care au o influență hotărîtoare: configurația, poziția și constituția suprafeței peretelui, precum

și felul scurgerii. Există tabele foarte complete și formule pentru calculul lui α. De exemplu acest coeficient are următoarele valori pentru transmisia căldurii

de la apa în repaus la pereți și conducte . . 300...500
de la apa care curge turbulent prin conducte 2 000...4 000
de la aer la suprafețe netede, cînd viteza de curgere v ajunge pînă la 5 m/s . . . . . $4{,}8+3{,}4v$.

5.4. Transmisia căldurii printr-un perete separator

Transmisia căldurii în regim staționar (la temperatură constantă) între două medii, prin intermediul unui perete despărțitor, se face în trei etape (fig. 67):

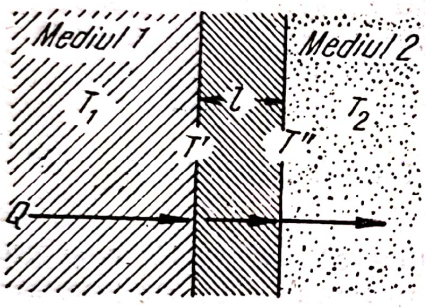


Fig. 67. Transmisia căldurii între două medii între care se află un zid separator.

a) căldura trece de la mediul 1 la suprafața din stînga a peretelui:

$$Q=\alpha_1 St\,(T_1-T');$$

b) aceeași cantitate de căldură este condusă prin perete:

$$Q=\frac{\lambda}{l}St\,(T'-T'');$$

c) în sfîrșit, Q trece de pe suprafața din dreapta a peretelui în mediul 2:

$$Q=\alpha_2 St\,(T''-T_2).$$

Dacă se calculează $\frac{1}{\alpha_1}$, $\frac{1}{\alpha_2}$ și $\frac{l}{\lambda}$ din cele trei ecuații și se adună valorile care rezultă, se obține

$$\boxed{Q=kSt(T_1-T_2)} \qquad (22\,b)$$

unde $\frac{1}{k}=\frac{1}{\alpha_1}+\frac{1}{\alpha_2}+\frac{l}{\lambda}$.

Exemplu. Să presupunem că aerul dintr-o cameră, în stare de repaus, are temperatura de 20°C, pe cînd în exterior bate vîntul cu viteza de 5m/s și este o temperatură de −8°C. Cîtă căldură pierde camera în fiecare oră prin fereastră dacă geamul ei are 4 mm grosime și suprafața de 3 m²?

În acest caz

$$\frac{1}{k}=\frac{1}{4{,}8}+\frac{1}{4{,}8+17}+\frac{0{,}004}{0{,}72}=0{,}26$$

de unde

$$Q=3{,}85\cdot 3(20+8)\ \text{kcal}=323\ \text{kcal}.$$

Scanned with OKEN Scanner

5.5. Radiația termică

5.5.1. Natura radiației termice

În apropierea unei sobe încinse se simte o senzație puternică de căldură, care provine de la radiațiile emise de sobă. La temperatură mai ridicată, soba devine incandescentă, adică *emite* și lumină vizibilă. Ambele feluri de radiații sînt unde *electromagnetice* și, prin urmare, sînt identice din punct de vedere al naturii lor. Lumina vizibilă acoperă o gamă de lungimi de undă de la 390 mμ la 770 mμ (de la radiația violetă pînă la cea roșie). Radiațiile care se situează în continuare dincolo de lumina roșie (infraroșii), avînd lungimi de undă de la 800 mμ la 1 mm, au mai ales efect termic (de încălzire). Acest efect se resimte în corpul omenesc pînă la mai mulți centimetri adîncime și are proprietăți curative (*lămpi cu infraroșu* pentru scopuri medicale, fig. 68). Dar și lumina vizibilă se transformă în căldură cînd cade pe diferite corpuri.

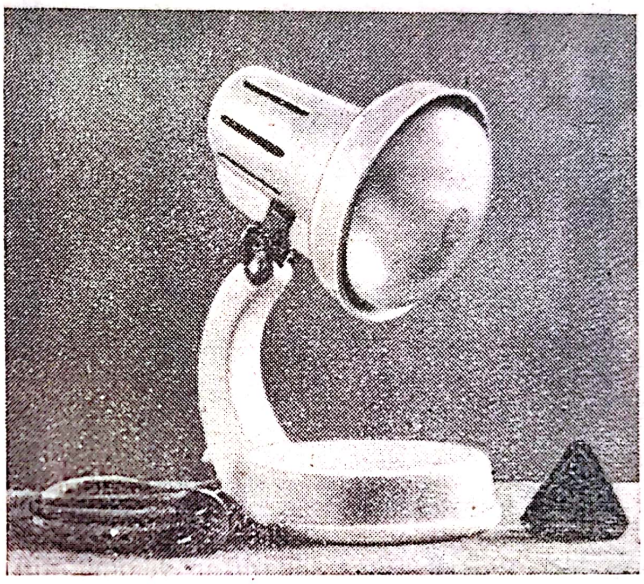


Fig. 68. Lampă de infraroșu pentru tratament la domiciliu.

Expresia *radiație termică* se justifică prin faptul că orice corp este un radiator termic.

Abia la $T=0°K$ corpul ar înceta să emită.

Dacă se sensibilizează în mod adecvat o placă fotografică, poate fi fotografiată radiația termică (fig. 69).

În urma emisiei radiante corpul mai cald decît mediul înconjurător își pierde treptat energia termică. Cînd temperaturile sînt egale corpul primește de la mediul înconjurător în unitatea de timp o energie radiantă egală cu aceea pe care o emite el însuși, cu alte cuvinte există *echilibru de radiație*.

Scanned with OKEN Scanner

Energia radiantă W emisă de 1 cm^2 al suprafeței unui corp se măsoară în cal/cm^2, iar puterea emisă, adică energia cedată de 1 cm^2 în fiecare secundă P, în $cal/s \cdot cm^2$.

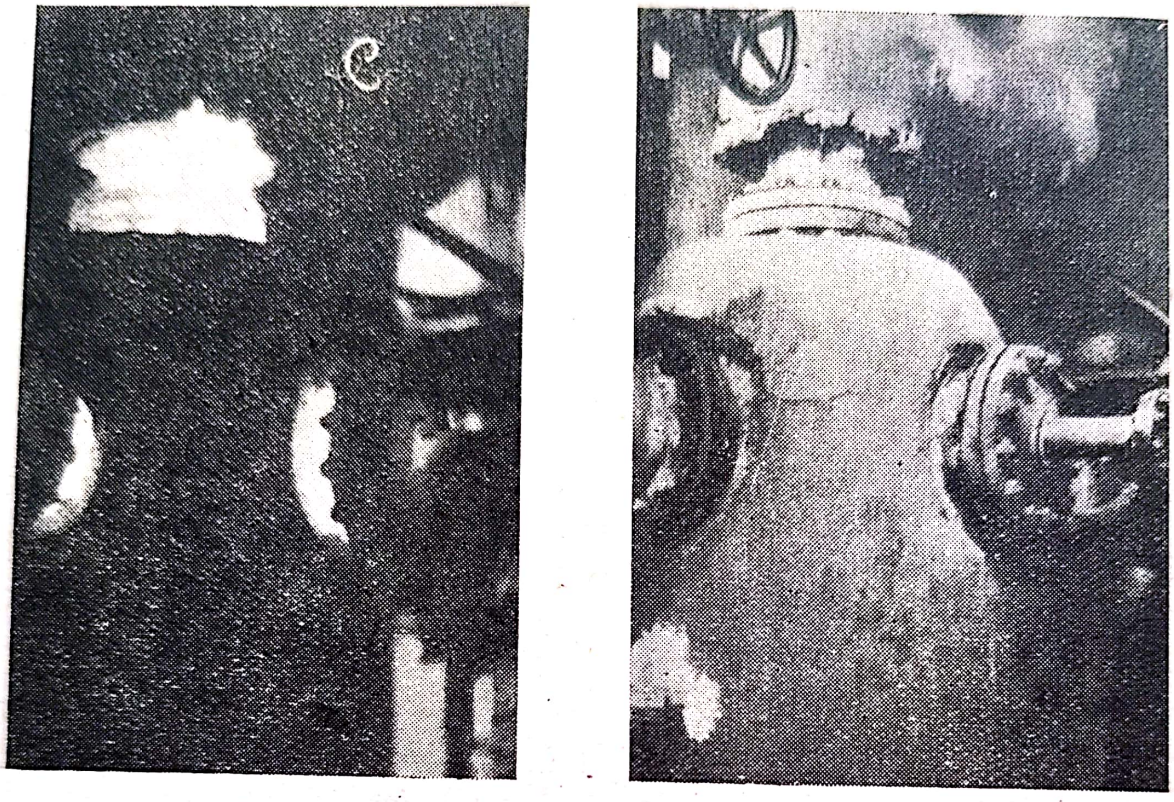


Fig. 69. Părțile unui separator de apă din abur, care emit radiații termice *a*) fotografia cu placă semibilă la infraroșu; *b*) aceeași fotografie luată la lumina zilei.

5.5.2. Reflexia și absorbția radiației termice

Radiația termică ce cade pe un corp poate provoca, în principiu, trei fenomene.

1. Radiația *trece prin corp*. De exemplu sticla este străbătută cu ușurință de lumina vizibilă, dar lasă să treacă o mică parte din radiațiile cu lungime mare de undă (termice). Substanțele transparente pentru radiația termică se numesc *diatermane* (fig. 70).

Substanța	Transparența pentru	
	lumină	căldură
Sticlă	bună	rea
Ebonită	opacă	bună
Sare gemă	bună	bună

Pentru a se stabili precis transparența unui corp se face verificarea pentru fiecare gamă de lungimi de undă în parte.

Transparența: $$D = \frac{\text{energia radiantă transmisă}}{\text{energia radiantă incidentă}}$$

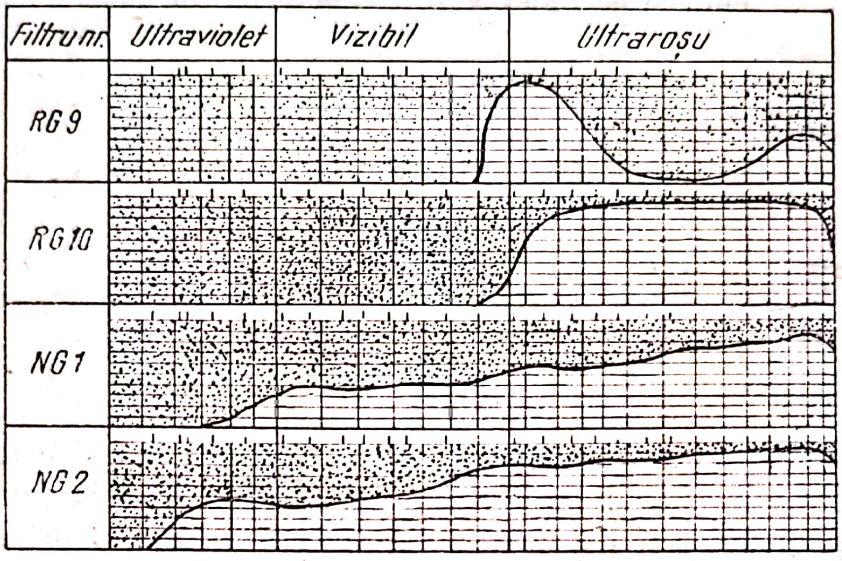


Fig. 70. Transparența spectrală a cîtorva filtre de sticlă de Jena.

2. Radiația este *reflectată*. Oglinzile și reflectoarele lustruite ale radiatoarelor electrice sînt exemple cunoscute (fig. 71). Chiar și funinginea reflectă 1 % din energia radiantă totală pe care o primește.

Puterea de reflexie:

$$R = \frac{\text{energia radiantă reflectată}}{\text{energia radiantă incidentă}}$$

3. Radiația este *absorbită* de corp și transformată în căldură.

Puterea de absorbție:

$$A = \frac{\text{energia radiantă absorbită}}{\text{energia radiantă incidentă}}$$

Corpurile de culoare închisă prezintă o absorbție puternică, iar corpurile de culoare deschisă o absorbție redusă. De exemplu hîrtia

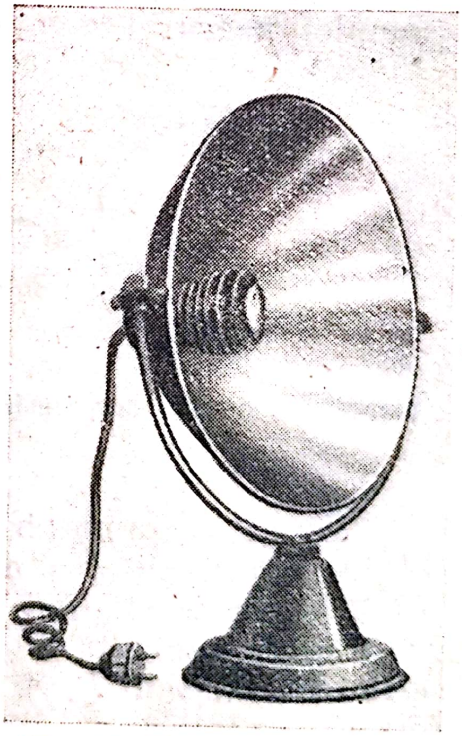


Fig. 71. Radiator electric.

neagră absoarbe circa 95%, iar cea albă circa 5% din energia radiantă incidentă. Un corp care absoarbe complet energia radiantă incidentă se numește *corp negru*.

Puterea de absorbție a corpului negru este egală cu 1.

Puterea de reflexie R a cîtorva metale în %

Lungimea de undă, în mμ	Cupru	Argint	Bismut	Crom	Nichel
257	28	24,1	20,1	69,8	30,7
361	37	77,4	42,5	63,4	41,2
500	55,5	93,2	52,2	67,6	62,1
870	91,5	97,8			71,7
1 250	95,8	98,2			78,0

Dat fiind că un strat de funingine reflectă totuși o mică parte din energia radiantă incidentă, un corp negru ideal se poate realiza numai aproximativ. Un corp ca cel din fig. 72, gol pe dinăuntru, cu suprafața interioară înegrită și cu un mic orificiu, reprezintă un corp negru. Energia radiantă care pătrunde prin orificiu este reflectată în interior de un mare număr de ori, după fiecare reflexie rămînînd o fracțiune din ce în ce mai mică din energia inițială. În ultimă instanță prin orificiu nu iese energie radiantă și el apare complet negru.

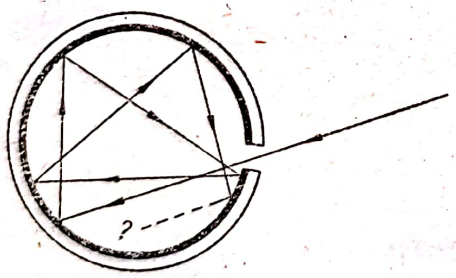


Fig. 72. Corp negru.

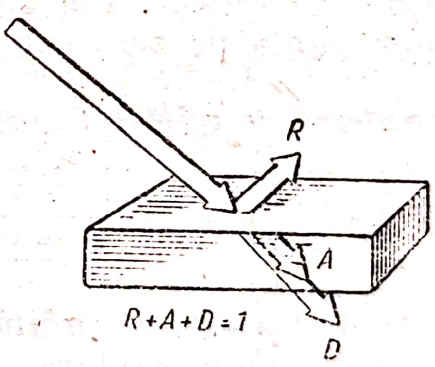


Fig. 73. Bilanțul energiei radiante incidente pe un corp transparent.

Corpurile care nu absorb energia radiantă complet sînt *corpuri cenușii*, dacă puterea de absorbție A este constantă în toată gama de lungimi de undă.

Energia radiantă totală incidentă pe un corp se împarte între cele trei fracțiuni R, A și D. Rezultă (fig. 73):

$$\boxed{R+A+D=1}.$$

Scanned with OKEN Scanner

La majoritatea corpurilor opace $D=0$ (fig. 74). În acest caz se poate calcula puterea de absorbție A în funcție de puterea lor de reflexie R.

Puterea de absorbție a corpurilor opace este deci: $\boxed{A=1-R}$.

Exemple. 1. Temperatura ridicată din interiorul unei sere ia naștere datorită faptului că învelitoarea ei de sticlă lasă să treacă lumina, care este transformată pe sol în căldură. Energia radiantă termică dezvoltată în interiorul serei nu poate scăpa apoi afară prin sticlă.

2. La înălțimi mari, cu toată radiația intensă a Soarelui, domnește un frig glacial, deoarece aerul absoarbe această radiație foarte puțin.

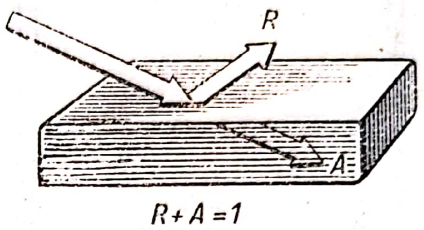


Fig. 74. Bilanțul energiei radiante incidente pe un corp opac.

5. Îmbrăcămintea albă și casca de culoare deschisă, folosite în regiunile tropicale, reflectă foarte bine lumina, astfel încît nu are loc transformarea ei în căldură supărătoare.

4. Văzute de departe ferestrele deschise apar negre, deoarece camerele respective au aproximativ același efect ca niște corpuri negre.

5.5.3. Legea de radiație a lui Kirchhoff [1])

În paragraful precedent s-a vorbit despre modul cum se comportă un corp față de radiația primită din afară. Însă independent de aceasta, corpul însuși emite radiații, datorită temperaturii sale (a nu se confunda cu reflexia!). Se constată că natura suprafeței are o influență hotărîtoare asupra emisiei.

Experiență. Un vas de tablă umplut cu apă fierbinte este înnegrit cu funingine pe partea din stînga și lustruit perfect pe partea dreaptă (fig. 75). Lîngă fiecare din cele două părți se află suspendat cîte un termometru, al cărui balonaș este înnegrit cu funingine. La stînga mercurul din termometru se ridică mai repede decît la dreapta, ceea ce dovedește că suprafața neagră radiază mult mai bine decît cea lustruită.

La aceeași temperatură suprafețele de culoare deschisă și cele lustruite radiază prost, pe cînd cele negre și rugoase radiază bine.

Explicația acestei comportări ne-o dă

legea de radiație a lui Kirchhoff: puterea emisă de unitatea de suprafață a unui corp oarecare este produsul dintre puterea emisă de unitatea de suprafață a corpului negru și puterea de absorbție a corpului respectiv.

---

[1]) Robert Kirchhoff a trăit între 1824 și 1887.

Scanned with OKEN Scanner

Demonstrație. Într-un spațiu închis prin pereți nediatermani se găsesc față în față o suprafață perfect n e a g r ă S și una c e n u ș i e G de aceeași arie (fig. 76). Ceilalți pereți interiori sînt oglinzi, astfel încît nu se poate produce nici o pierdere de radiație. În aceste condiții, cele două suprafețe trebuie să absoarbă în unitatea de timp o energie egală cu aceea pe care o emit. În caz contrar, suprafața S de exemplu ar pierde mai multă energie decît primește și ar trebui să se răcească, iar suprafața G ar primi mai multă energie decît cedează și deci ar trebui să se încălzească. Acest fapt ar fi în contradicție cu principiul

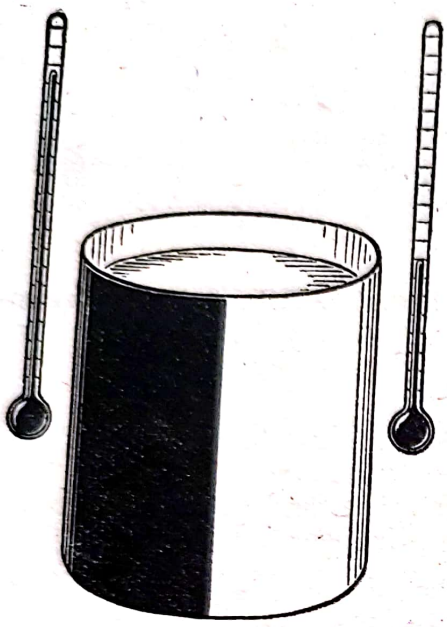


Fig. 75. Natura suprafeței și emisia radiantă.

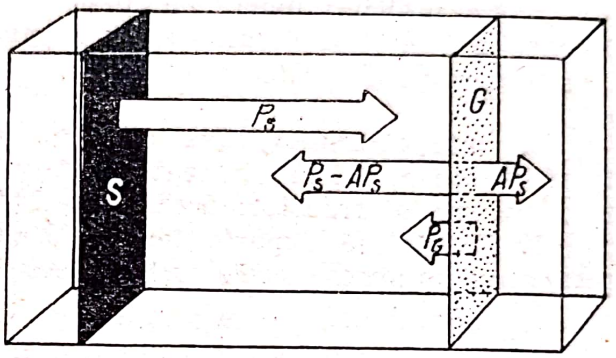


Fig. 76. Referitor la legea de radiație a lui Kirchhoff.

(21), după care căldura se transmite numai de la o temperatură ridicată spre una scăzută. Prin urmare, cele două suprafețe trebuie să aibă aceeași temperatură. Există un e c h i l i b r u de radiație. Să presupunem că puterea radiantă emisă de 1 cm² al suprafeței S este P_S. Deoarece corpul G este cenușiu, 1 cm² din acest corp nu absoarbe toată radiația incidentă, ci numai fracțiunea $A \cdot P_S$, și reflectă restul $P_S - AP_S$ înapoi, spre S, unde acest rest este absorbit. În afară de aceasta, 1 cm² din suprafața S mai absoarbe și puterea P_G emisă de 1 cm² al suprafeței G în mod independent. Dat fiind că în starea de echilibru puterea emisă de 1 cm², P_S, trebuie să fie egală cu cea absorbită, avem: $P_S = P_S - AP_S + P_G$.

Prin urmare

puterea emisă de 1 cm² al unui corp oarecare este: $\boxed{P = AP_S}$

De aici rezultă cîteva consecințe.

a) La un corp cu mare putere de absorbție A, puterea emisă este de asemenea mare. La corpurile opace cu putere mare de reflexie R, puterea emisă este mică (de exemplu oglinzile reflectă bine, dar nu emit aproape de loc).

b) Deoarece pentru corpurile care nu sînt negre $A < 1$, rezultă că la corpul negru puterea emisă este c e a m a i m a r e.

c) Raportul $\frac{P}{A} = P_S$ este constant pentru toate corpurile și,

Scanned with OKEN Scanner

deci, este independent de constituţia lor materială. Prin urmare puterea emisă P_S a corpului negru poate depinde numai de temperatura sa şi de lungimea de undă.

Experienţe. 1. Flacăra intens luminoasă a unei lămpi cu acetilenă se găseşte în faţa unui aparat de proiecţie. Ea lasă o umbră întunecoasă datorită faptului că emite puternic şi deci absoarbe puternic radiaţiile.

2. Se încălzesc la aceeaşi temperatură o vergea transparentă şi o vergea de sticlă de culoare închisă. Vergeaua transparentă luminează slab, pe cînd cea de culoare închisă radiază intens.

3. *Radiometrul* (fig. 77). O roată uşoară cu aripioare este suspendată astfel că se poate roti cu uşurinţă într-un vas de sticlă în care nu s-a făcut vid complet (10^{-1}...10^{-2} torr). Aripioarele sînt acoperite cu funingine pe o faţă şi sînt lustruite pe faţa opusă. Cînd radiaţiile de lumină sau căldură cad pe ele, suprafeţele negre se încălzesc mai puternic decît cele lustruite astfel, încît moleculele de aer care se găsesc în vecinătatea suprafeţelor negre capătă o viteză mai mare decît cele de pe faţa opusă. Ciocnirea moleculelor cu aripioarele pune rotiţa în mişcare rapidă de rotaţie.

Fig. 77. Radiometru.

5.5.4. Puterea emisă şi temperatura

Puterea emisă totală P_t a unei suprafeţe S este dată de

legea lui Stefan-Boltzmann: $\boxed{P_t = \sigma S(T_1^4 - T_2^4)}$ [kcal/h]. (23)

În această formulă T_1 şi T_2 reprezintă temperaturile absolute ale suprafeţei radiante şi a mediului ambiant, iar σ este constanta Stefan-Boltzmann.

Constanta Stefan-Boltzmann pentru cîteva substanţe

Substanţa	la °C	[kcal/h·m²·grd⁴]
Corp negru		$4{,}96 \cdot 10^{-8}$
Cupru lustruit	20	$0{,}20 \cdot 10^{-8}$
Cupru oxidat (negru)	25	$3{,}9 \cdot 10^{-8}$
Lac de email (alb)	25	$4{,}5 \cdot 10^{-8}$
Cărămidă	20	$4{,}6 \cdot 10^{-8}$

Pentru corpul negru, conform cu legea lui Kirchhoff, σ trebuie să aibă valoarea cea mai mare.

La cele mai multe corpuri σ creşte cu temperatura. În cazul wolframului σ are următoarele valori:

1 000°K	1 200°K	1 600°K	1 800°K	2 000°K	2 500°K
$\sigma = 0{,}565$	0,71	1,027	1,17	1,29	$1{,}5 \cdot 10^{-8}$.

Scanned with OKEN Scanner

Trebuie remarcat că emailurile albe se comportă aproape ca şi corpul negru.

Exemple. 1. Cît la sută din energia radiantă primită este absorbită de cuprul lustruit?

Puterea de absorbţie în acest caz este $A=\frac{P}{P_S}=\frac{0{,}20}{4{,}96}=0{,}04$ ceea ce reprezintă 4%.

2. Cîţi waţi radiază filamentul spiral de wolfram (suprafaţa radiantă fiind de 300 mm^2) al unui bec cu incandescenţă la 2 500°K şi o temperatură a camerei de 20°C ($\sigma=1\,500\cdot10^{-8}$ cal/h·m^2. grd^4)?

Folosind formula (23) se obţine

$$P=\frac{1\,500\cdot10^{-8}\ \text{cal}\cdot300\cdot10^{-6}\text{m}^2\ (2\,500^4-293^4)\ \text{grd}^4}{3\,600\ \text{s}\cdot\text{m}^2\cdot\text{grd}^4}=48{,}8\ \text{cal/s}$$

sau

$$P=\frac{48{,}8}{0{,}239}=204\ W.$$

3. Ce temperatură atinge rezistenţa nespiralată (15 m lungime şi 2,5 mm diametru) a unui aparat electric de încălzit cu puterea de 300 W? Se dă temperatura mediului 20°C şi $\sigma=2{,}5\cdot10^{-8}$.

Puterii electrice date îi corespunde o absorbţie de căldură de

$$P=\frac{300\cdot0{,}239\cdot3\,600}{1\,000}\ \text{kcal/h}=258{,}12\ \text{kcal/h}.$$

Conform cu (23) temperatura rezultată este $T_1=\sqrt[4]{\frac{P}{\sigma S}+T_2^4}$.

Introducînd valorile numerice corespunzătoare, se obţine $T_1=544$°K sau 271°C.

5.5.5. Distribuţia spectrală a radiaţiei termice

Pînă aici ne-am ocupat numai de puterea emisă a unui corp, dar este interesant de ştiut *distribuţia pe lungimi de* undă. *Max Planck* (1858—1947) a reuşit în anul 1909 să stabilească legea corespunzătoare pentru corpul negru.

Pentru fiecare temperatură avem o anumită distribuţie a energiei radiante pe diferitele lungimi de undă şi fiecare curbă se caracterizează printr-un maxim pronunţat (fig. 78) a cărui poziţie se poate calcula aplicîndu-se

legea de deplasare a lui Wien: $\boxed{\lambda_{max}=\frac{0{,}2897}{T}}$ [cm] (24)

în care T este temperatura absorbită.

Aşadar, pe măsură ce temperatura creşte lungimea de undă corespunzătoare maximului curbei devine din ce în ce mai mică.

Pe măsură ce temperatura creşte maximul curbei de radiaţie se deplasează spre lungimile de undă mai mici.

Scanned with OKEN Scanner

De aceea la temperaturi j o a s e corpurile emit în special radiaţii termice cu lungimi de undă mari şi numai la temperaturi înalte apar fracţiuni importante de lumină vizibilă, în special radiaţii roşii şi galbene. De-abia la 6 000°K (temperatura pe care o are suprafaţa Soarelui) maximul este situat în domeniul luminii verzi ($\lambda = 480$ mμ).

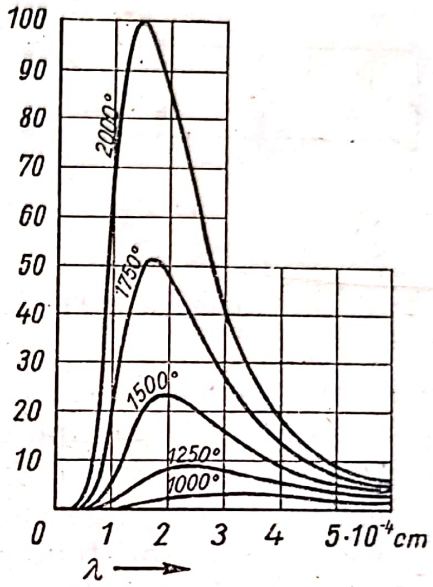


Fig. 78. Distribuţia spectrală a radiaţiei corpului negru.

Exemple. 1. Ce temperatură are suprafaţa Soarelui?

Aplicînd formula (24), se obţine

$$T = \frac{0{,}289\ 7\ \text{cm} \cdot \text{grd}}{0{,}000\ 048\ \text{cm}} = 6\ 030°\text{K}.$$

2. Din prima curbă de sus (fig. 78) rezultă că la un bec cu incandescenţă, cea mai mare parte din radiaţie este emisă sub formă de căldură. De aceea, randamentul optic al unui bec devine mai bun pe măsură ce temperatura sa creşte.

3. De ce lumina zilei apare de culoare albăstruie în comparaţie cu toate sursele artificiale de lumină?

Deoarece, la temperatura mai scăzută a luminii artificiale, maximul de radiaţie este foarte mult deplasat spre roşu.

5.5.6. Măsurarea temperaturii cu ajutorul radiaţiei

V a r i a ţ i i l e d e s t r ă l u c i r e ş i d e c u l o a r e ce se produc cînd variază temperatura permit să se evalueze temperaturile înalte. Ca puncte de reper servesc valorile din tabela următoare:

Scara culorilor de incandescenţă

cărămiziu închis	525°C	galben deschis	1 100°C
roşu închis	700	alb gălbui	1 300
roşu aprins	850	alb	1 500
roşu deschis	950		

Pirometrul fotometric (al lui Holborn şi Kurlbaum) (fig. 79) serveşte la măsurarea temperaturilor din intervalul 600°...1 500°. Obiectul incandescent este proiectat prin obiectivul A asupra părţii de sus a filamentului unui bec cu incandescenţă. Prin reglarea curentului de alimentare a filamentului, se variază strălucirea filamentului pînă ce filamentul F, care se pune precis la punct în cîmpul vizual al ocularului B, dispare. Slăbindu-se în mod adecvat (printr-o sticlă afumată sau un sector rotativ) intensitatea radiaţiei primite în ocular, se poate

Scanned with OKEN Scanner

lărgi considerabil cîmpul măsurărilor. Temperatura se citeşte pe scara ampermetrului care este divizată în grade de temperatură. Cu ajutorul unui filtru roşu (Schott RG2) intercalat în aparat se fac observaţii numai în jurul lungimii de undă $\lambda = 650$ mμ. Etalonarea se face în raport cu corpul negru.

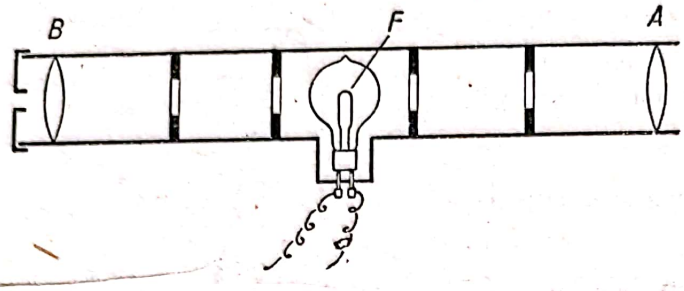


Fig. 79. Pirometru Holborn şi Kurlbaum.

În modul acesta nu se determină temperatura reală, ci aşa-numita *temperatură neagră*, care este totdeauna mai scăzută, căci un corp obişnuit (cu $A < 1$) trebuie să fie încălzit la o temperatură mai ridicată pentru a putea ajunge la aceeaşi strălucire ca şi corpul negru. Prin urmare, temperatura sa reală este mai ridicată. Dat fiind că A depinde de lungimea de undă, temperatura neagră este definită numai pentru a n u m i t e l u n g i m i d e u n d ă, care trebuie indicate în fiecare caz.

Deoarece uneori temperatura neagră diferă considerabil de temperatura reală, adesea se determină *temperatura de culoare*. În acest caz nu se compară intensitatea radiaţiilor cu diferite lungimi de undă, c i c u l o a r e a r a d i a ţ i e i t o t a l e, n e d e s c o m p u s e.

La culoare egală, temperatura de culoare poate fi mai r i d i c a t ă decît temperatura reală. Acesta este cazul, de exemplu, cînd conţinutul de radiaţii cu lungime mare de undă (roşii) este relativ mai mic decît la corpul negru. În acest caz, nu este necesar să se încălzească aşa de puternic corpul a cărui temperatură urmează a fi măsurată, pentru a se obţine aceeaşi impresie globală de culoare. Temperatura de culoare a cerului senin albastru este de circa 26 000°K.

Temperaturile wolframului [°K] *măsurate prin metode optice*

Temperatura reală	1 000	1 500	2 000	3 000
Temperatura neagră pentru $\lambda = 665$ mμ	964	1 420	1 857	2 673
Temperatura de culoare	1 006	1 517	2 033	3 094

6. Transformările de stare ale gazelor

Am văzut la 2.3 că starea unui gaz este definită în mod univoc prin trei mărimi: presiunea p, volumul V şi temperatura T. Această stare dată se poate modifica în diferite feluri. De exemplu se poate

Scanned with OKEN Scanner

comprima gazul, volumul lui devenind astfel mai mic, iar temperatura ridicîndu-se. De asemenea, valorile lui p, V şi T se modifică dacă se încălzeşte gazul etc.

Deosebim următoarele transformări de stare ale gazelor:

transformarea izotermă	în timpul căreia *temperatura* rămîne *constantă;*
transformarea izocoră	în timpul căreia *volumul* rămîne *constant;*
transformarea izobară	în timpul căreia *presiunea* rămîne *constantă;*
transformarea adiabatică	care are loc *fără schimb de căldură.*

6.1. Transformarea izotermă

Să ne închipuim că gazul este închis într-un cilindru bun conducător de căldură. Cu ajutorul unui piston care etanşează perfect, dar se poate deplasa fără frecare în cilindru, putem mări sau micşora volumul după voie, presiunea modificîndu-se în sens contrar. Putem să ne închipuim că procesul se desfăşoară foarte încet astfel încît gazul rămîne tot timpul la o temperatură constantă.

În această situaţie gazul urmează conform ecuaţiei de stare (9a) legea $pv = RT$. La temperatură constantă, produsul pV are întotdeauna aceeaşi valoare (legea Boyle-Mariotte, Vol. I, 10.2).

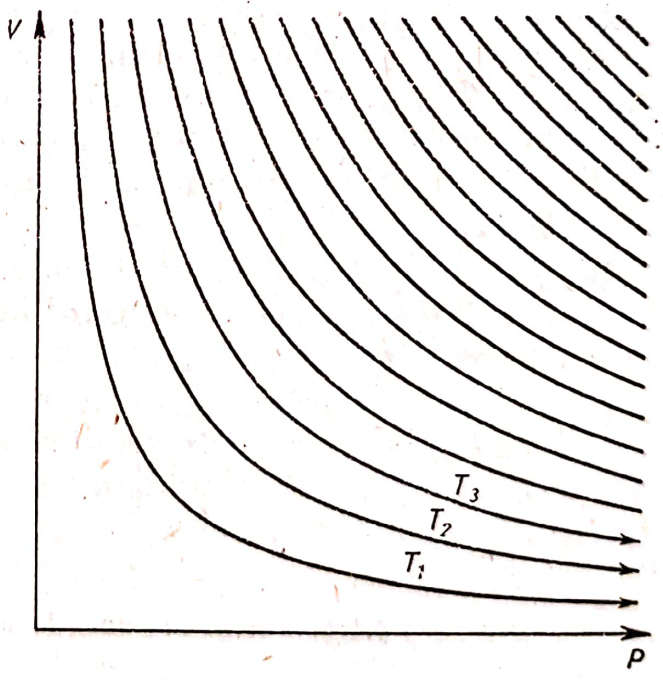


Fig. 80. Izotermele unui gaz perfect.

Se poate reprezenta grafic acest proces marcîndu-se valorile respective pentru fiecare caz în parte pe o *diagramă Clapeyron*. Toate punctele care corespund aceleiaşi temperaturi se situează pe o *hiperbolă* (fig. 80).

Scanned with OKEN Scanner

Dacă se dă o stare inițială oarecare caracterizată de parametrii p_0, V_0 (punctul P_0 din fig. 81), se poate construi întreaga curbă în felul următor. Se duce o rază OP arbitrară. Verticala și orizontala duse prin P_0 intersectează raza în R și S. La rîndul lor verticala dusă prin S și orizontala dusă prin R se intersectează în alt punct P_1. Acesta aparține hiperbolei, căci din asemănarea triunghiurilor Op_0R și Op_1S rezultă

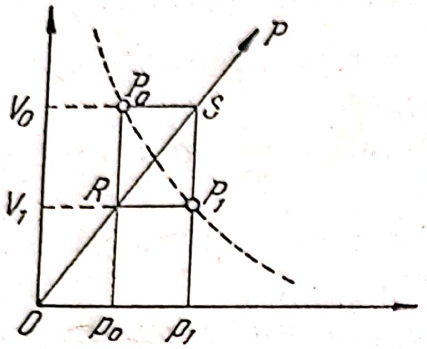


Fig. 81. Construcția unei izoterme.

$$\frac{p_0}{V_1}=\frac{p_1}{V_0}\text{, adică } p_0V_0=p_1V_1.$$

Această hiperbolă particulară corespunde unei anumite temperaturi T_1 bine stabilită. Ea se numește *izotermă*. Se poate acoperi întreaga suprafață a diagramei cu o mulțime de izoterme, care corespund la temperaturi din ce în ce mai ridicate, pe măsură ce sînt mai deplasate spre dreapta și în sus.

Ecuația izotermelor unui gaz perfect este: $\boxed{pV=\text{const.}}$ (25)

Această diagramă se poate reprezenta și în spațiu. În acest caz fiecare izotermă trebuie imaginată ca fiind deplasată la o înălțime care crește proporțional cu temperatura (fig. 82)[1]. Fiecare secțiune orizontală corespunde unei temperaturi constante și dă ca figură de intersecție o hiperbolă.

O secțiune verticală, paralelă cu axa p (fig. 83), dă o dreaptă și reprezintă o transformare *izocoră:* la volum constant, presiunea variază proporțional cu temperatura.

O secțiune verticală paralelă cu axa V (fig. 84) corespunde unei transformări *izobare:* la presiune constantă volumul se modifică dacă se absoarbe căldură, iar temperatura crește liniar, așa cum arată figura de intersecție.

6.1.1. Lucrul mecanic în procesele izoterme

Pentru a calcula lucrul mecanic necesar la comprimarea unui gaz, trebuie luat în considerație faptul că forța care se exercită asupra pistonului nu rămîne constantă cînd

[1]) Această suprafață este o parte dintr-un paraboloid hiperbolic.

Scanned with OKEN Scanner

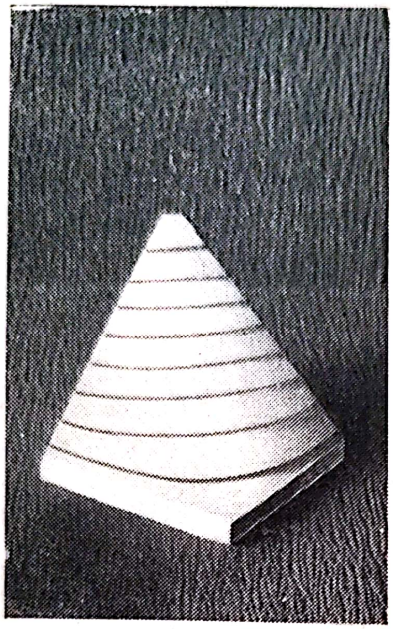


Fig. 82. Reprezentarea spaţială a izotermelor, cînd temperatura creşte.

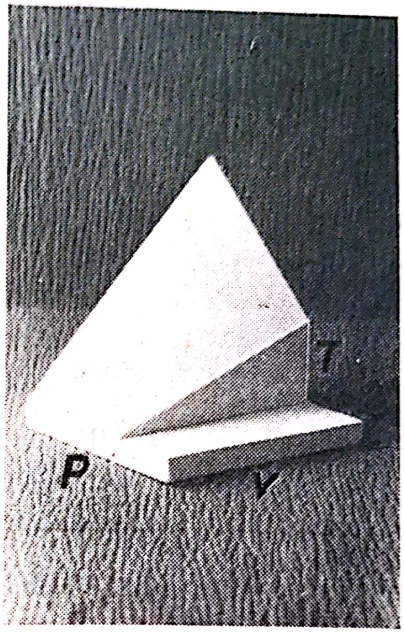


Fig. 83. Transformare izocoră.

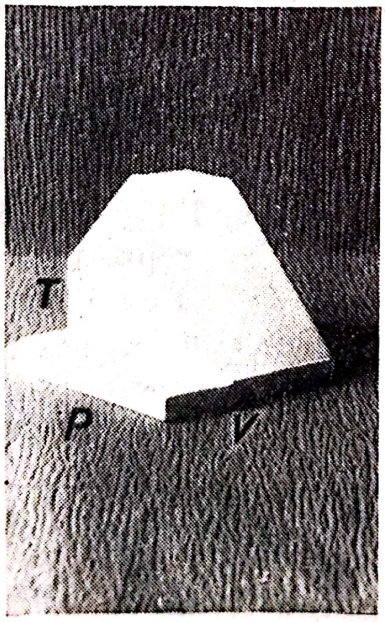


Fig. 84. Transformare izobară.

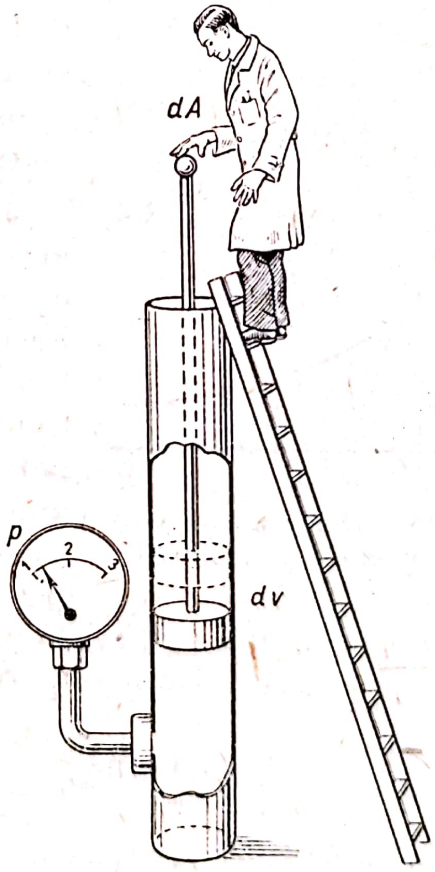


Fig. 85. Lucrul mecanic în cazul unei variaţii foarte mici de volum.

pistonul parcurge drumul s. Mai mult, pe măsură ce volumul scade ea creşte conform relaţiei $p=\frac{mrT}{V}$. De aceea trebuie să se considere mai întîi o variaţie dV extrem de mică a volumului. Atunci avem (fig. 85)

$$dA=p\,dV.$$

Deoarece presiunea depinde de volum trebuie exprimată în funcţie de V. Făcînd înlocuirea $p=\frac{mrT}{V}$, rezultă

$$A=\int_{V_1}^{V_2}\frac{mrt}{V}\,dV.$$

Integrînd, se obţine

lucrul mecanic de volum la temperatură constantă:

$$\boxed{A=mrT\ln\frac{V_2}{V_1}}\ [\text{kgf·m}]. \qquad (26)$$

În diagramă, pdV reprezintă un mic dreptunghi cu baza dV şi înălţimea p (fig. 86). Prin urmare, lucrul mecanic total este reprezentat de aria suprafeţei situate dedesubtul izotermei, între valorile V_1 şi V_2. El poate fi determinat şi direct folosind hîrtie milimetrică sau un planimetru.

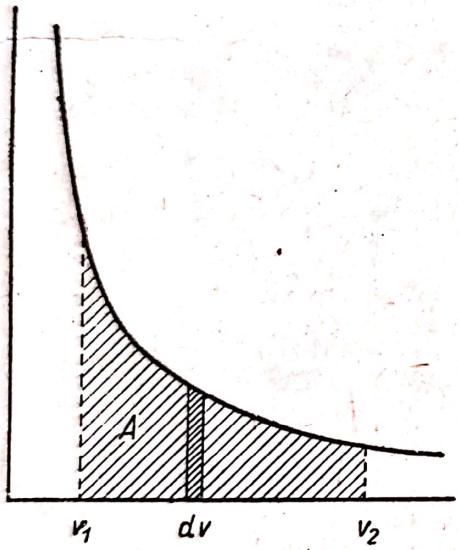


Fig. 86. Lucrul mecanic de volum la temperatură constantă.

Dacă volumul iniţial V_1 este mai mare decît volumul final V_2, atunci A devine negativ şi reprezintă lucrul mecanic ce trebuie să se consume în timpul compresiunii. Dimpotrivă, în cazul cînd $V_2>V_1$, A devine pozitiv şi reprezintă lucrul mecanic efectuat de gaz, în cazul destinderii sale.

Conform cu (9) $mrT=pV$ şi la temperatură constantă există relaţia $p_1V_1=p_2V_2$. De aceea, relaţia (26) se poate scrie şi astfel:

$$\boxed{A=p_1V_1\ln\frac{V_2}{V_1}}\ \text{sau}\ \boxed{A=p_2V_2\ln\frac{V_2}{V_1}} \qquad (26\,a)$$

Deoarece $\frac{V_2}{V_1}=\frac{p_1}{p_2}$, (26) se poate scrie şi sub forma

$$\boxed{A=mrT\ln\frac{p_1}{p_2}}\ [\text{kgf·m.}]. \qquad (27)$$

Scanned with OKEN Scanner

Din aceleași motive A se poate calcula și cu formulele

$$\boxed{A = p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2}} \quad \text{sau} \quad \boxed{A = p_2 V_2 \ln \frac{p_1}{p_2}} \qquad (27\ a)$$

Accentuăm încă o dată că în cursul acestor procese izoterme temperatura în cilindru nu trebuie să varieze. În cazul compresiunii căldura care ia naștere trebuie evacuată printr-un sistem de răcire cu aer sau cu apă. În cazul destinderii, trebuie să se comunice gazului căldură din afară, căci altminteri el s-ar răci. Aceste cantități de căldură sînt egale, ca valoare, cu lucrul mecanic efectuat, adică, conform cu (17 a),

căldura de compresiune, respectiv de destindere este: $\boxed{Q = \frac{A}{J} = \frac{p_1 V_1}{J} \ln \frac{p_1}{p_2}}$ [kcal]. (28)

Deci un gaz comprimat (de exemplu aerul comprimat, fig. 87). nu reprezintă în sine un acumulator de energie, Lucrul mecanic consumat cu prilejul comprimării este cedat în exterior sub formă de căldură, iar lucrul mecanic efectuat în timpul destinderii izoterme nu provine de la gazul comprimat, ci din entalpia mediului înconjurător care se răcește. Exprimînd altfel:

energia internă a unui gaz nu variază în timpul modificării izoterme a volumului său.

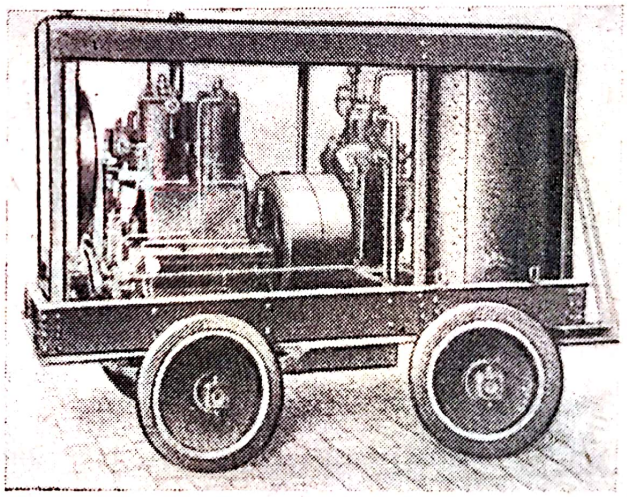


Fig. 87. Compresor mobil de aer.

De aici mai poate fi dedusă o concluzie importantă. Cînd se modifică volumul unui gaz fără a se efectua un lucru mecanic, temperatura gazului trebuie să rămînă constantă. Cu alte cuvinte:

energia internă a unui gaz nu depinde de volumul său.

Pentru a verifica acest fapt Gay-Lussac a făcut următoarea experiență devenită celebră: un vas plin cu aer și un vas din care s-a scos aerul se găsesc unul lîngă altul într-un calorimetru (fig. 88). Dacă se deschide robinetul care leagă cele două vase între ele,

Scanned with OKEN Scanner

aerul trece în vasul vidat. Întrucît în acest timp nu se efectuează nici un lucru mecanic, ci numai se mărește un volum, nu se poate constata nici o variație de temperatură. Firește acest fapt este valabil numai pentru gazul perfect și Gay-Lussac a avut noroc că metoda sa de măsurare imperfectă i-a permis să nu observe comportarea diferită a gazelor reale.

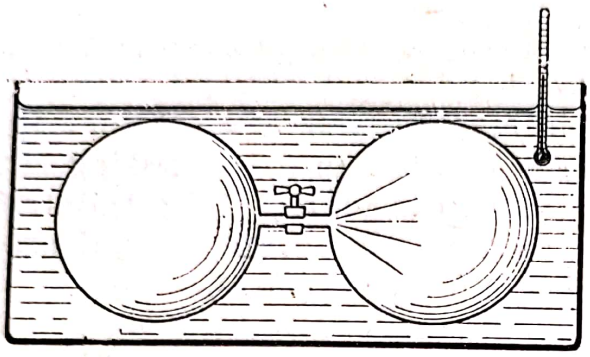


Fig. 88. Experiența lui Gay-Lussac.

Exemplu. Ce lucru mecanic trebuie să fie consumat pentru a umfla un cauciuc de automobil cu capacitatea de 5 l, la temperatură constantă, de la presiunea atmosferică normală la suprapresiunea de 3 at și ce cantitate de căldură cedează cu acest prilej aerul comprimat mediului înconjurător?

Presiunea inițială este $p_1 = 10\ 330$ kgf/m², presiunea finală $p_2 = 40\ 330$ kgf/m², $V_2 = 0{,}005$ m³. V_1 nu este dat. După ce se introduc aceste valori numerice în (27 a), se obține

$$A = \frac{40\ 330 \text{ kgf} \cdot 0{,}005 \text{ m}^3}{\text{m}^2} \ln \frac{10\ 330}{40\ 330} = -275 \text{ kgf} \cdot \text{m}$$

și

$$Q = \frac{275 \text{ kgf} \cdot \text{m} \cdot \text{kcal}}{427 \text{ kgf} \cdot \text{m}} = 0{,}643 \text{ kcal}.$$

Semnul minus arată că trebuie să se consume lucru mecanic.

6.2. Transformarea adiabatică

Dacă în timpul comprimării gazului nu are loc nici un schimb de căldură cu mediul înconjurător procesul se numește *adiabatic*. Ne putem imagina că cilindrul este prevăzut cu un înveliș izolator din punct de vedere termic (fig. 89). Dar chiar și cea mai bună izolație lasă să scape puțină căldură. Totuși, dacă comprimarea se petrece foarte repede nu mai rămîne timp pentru schimbul de căldură. În acest caz, se pot dezvolta temperaturi foarte înalte, care provoacă aprinderea substanțelor combustibile (de exemplu la motorul Diesel). Și în cazul variațiilor rapide de presiune din undele sonore procesele care au loc sînt pur adiabatice.

Să presupunem acum că unei cantități m de gaz închisă într-un vas i se comunică o cantitate mică de căldură dQ. Dacă la început se menține constant volumul gazului, temperatura sa va crește

cu dT. Energia internă se mărește cu cantitatea $mc_v dT$. Însă totodată crește și presiunea p, gazul se poate destinde și efectuează lucrul mecanic $pdV = \frac{mrTdV}{V}$. Există relația:

căldura absorbită = creșterea energiei interne + lucrul mecanic exterior

$$dQ = mc_v dT + \frac{mrTdV}{V}$$

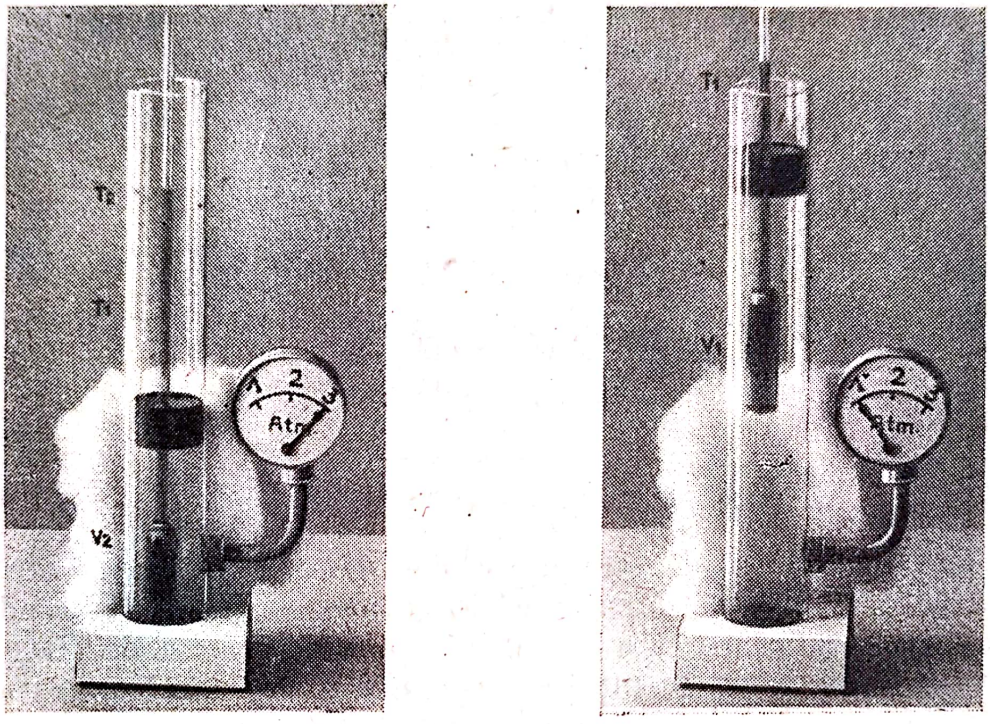


Fig. 89. În cazul comprimării adiabatice temperatura crește.

Această ecuație exprimă *primul principiu al termodinamicii*. În cazul unui proces adiabatic nu se absoarbe și nu se cedează căldură. Ca atare, $dQ=0$ și primul principiu se reduce în acest caz la:

$$-mc_v dT = \frac{mrTdV}{V}.$$

Ambii membri ai acestei ecuații pot fi integrați înlocuindu-se conform cu (18), $r = c_p - c_v$:

$$-c_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = (c_p - c_v) \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}.$$

De aici rezultă

$$c_v \ln \frac{T_1}{T_2} = (c_p - c_v) \ln \frac{V_2}{V_1} \quad \text{sau} \quad \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{c_v} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{c_p - c_v}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Dacă se notează $\frac{c_p}{c_v}=\varkappa$, se obține în sfîrșit

raportul temperaturilor cînd se dă raportul volumelor:

$$\boxed{\frac{T_1}{T_2}=\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\varkappa-1}}. \qquad (29)$$

Însă conform cu (7) $\frac{p_1V_1}{T_1}=\frac{p_2V_2}{T_2}$ sau $\frac{V_2}{V_1}=\frac{p_1}{p_2}\cdot\frac{T_2}{T_1}$.

Substituind aceste valori în (29), rezultă

$$\frac{T_1}{T_2}=\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\varkappa-1}\cdot\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\varkappa-1}$$

adică

raportul temperaturilor cînd se dă raportul presiunilor:

$$\boxed{\frac{T_1}{T_2}=\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}. \qquad (30)$$

Egalînd membrii din dreapta ai ecuațiilor (29) și (30), se obține

legea volumelor și presiunilor în procesul adiabatic:

$$\boxed{\frac{p_1}{p_2}=\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\varkappa}}. \qquad (31)$$

respectiv

ecuația adiabatei:
(legea lui Poisson)

$$\boxed{pV^{\varkappa}=\text{const.}} \qquad (32)$$

Ecuațiile (29)···(31) se numesc *ecuațiile lui Poisson*. Dacă se trasează o astfel de adiabată pe diagrama Clapeyron, se vede că ea are o pantă m a i m a r e decît o i z o t e r m ă (fig. 90). Acest fapt este ușor de înțeles: de exemplu în cazul comprimării

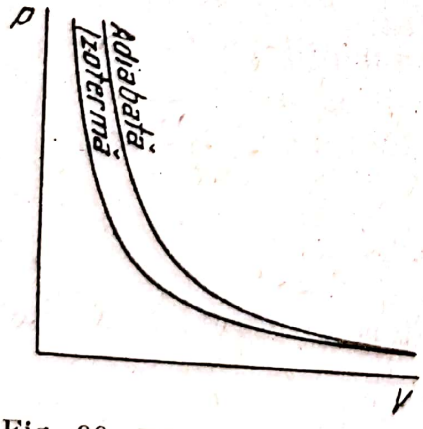


Fig. 90. Diagrama Clapeyron.

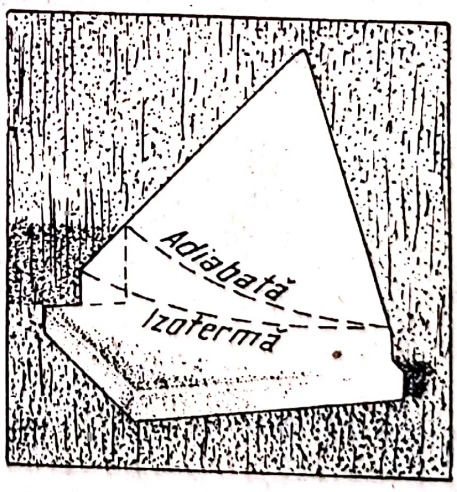


Fig. 91. Izotermă și adiabată în reprezentare spațială.

adiabatice căldura formată rămîne în gaz și deci presiunea trebuie să crească mai repede decît în cazul comprimării izoterme (vezi fig. 91).

Exemple. 1. Bricheta pneumatică care se întrebuința în trecut consta dintr-un cilindru de metal, în care se introducea repede un piston ce etanșa perfect. În modul acesta se aduce la incandescență o bucățică de iască.

Dacă temperatura inițială ar fi de 20°, iar volumul s-ar reduce la 1/20 din volumul inițial, care ar fi temperatura finală a gazului?

Conform cu (29), rezultă:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\varkappa-1}, \text{ respectiv } T_2 = 293°\text{K} \left(\frac{1}{1/20}\right)^{1,4-1} =$$

$$= 293°\text{K} \cdot 20^{0,4} = 971°\text{K} = 698°\text{C}.$$

2. În motorul Diesel, temperatura înaltă de aprindere din cilindru se realizează prin comprimarea adiabatică a aerului aspirat.

Ce temperatură se produce, la o temperatură inițială de 25°C și o presiune inițială de 1 at, dacă se atinge o presiune finală de 38 at?

Conform cu (30), $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = 298°K \cdot 38^{0,286} = 843,4°\text{K} = 570,4°\text{C}.$

3. Și la motorul obișnuit cu explozie, compresiunea amestecului de benzină și aer are loc tot adiabatic. Din cauza temperaturii finale ridicate care ia naștere, se produce uneori autoaprinderea prea devreme a amestecului, ceea ce provoacă „bătaia" dăunătoare a motorului.

6.2.1. Lucrul mecanic în procesele adiabatice

Lucrul mecanic necesar pentru comprimarea adiabatică se poate afla comod dacă se cunosc temperatura inițială și cea finală. El este egal cu echivalentul mecanic al energiei consumate pentru încălzirea gazului de la temperatura T_1 la T_2, la volum constant [vezi ecuațiile (14) și (17 *a*)].

$$A = Jmc_v (T_2 - T_1).$$

Folosind ecuația (19 a), se obține

lucrul mecanic la transformarea adiabatică: $\boxed{A = \frac{mr}{\varkappa - 1}(T_2 - T_1)}$ [kgf·m]. (33)

6.2.2. Transformarea politropă

Transformările izoterme și adiabatice sînt cazuri limită, ideale, care nu se pot realiza din punct de vedere tehnic în formă pură. Nu este posibil să se mențină riguros constantă temperatura de lucru a unui gaz, nici nu se poate împiedica complet cîștigul sau pierderea de căldură. Ecuațiile transformării izoterme rezultă din cele ale transformării adiabatice, dacă în locul lui $\varkappa$ se pune valoarea $n=1$. Dacă se alege pentru exponentul n o valoare care pentru aer este cuprinsă între 1 și 1,4, ecuațiile (29)...(32) vor

Scanned with OKEN Scanner

reda oarecum corect situația reală. O transformare de stare care nu are loc nici izoterm, nici adiabatic, se numește p o l i t r o p ă. Conform cu formula (32), rezultă

legea transformărilor politrope: $\boxed{pV^n=\text{const}}$ $(1<n<\varkappa)$. (34).

Exemplu. 1 kg de aer la 10 at și 20°C se dilată pînă ajunge la 1 at. Ce temperatură finală atinge și ce lucru mecanic efectuează gazul în cazul dilatării: a) adiabatice și b) politrope ($n=1{,}2$)?

a) Conform cu (30), $T_2=293°\text{K}\left(\frac{1}{10}\right)^{0{,}286}=152°\text{K}=-121°\text{C}$.

Conform cu (33), $A=\frac{29{,}27}{0{,}4}(293-152)\ \text{kgf}\cdot\text{m}=10\,318\ \text{kgf}\cdot\text{m}$.

b) În acest caz, rezultă $T_2=293°\text{K}\left(\frac{1}{10}\right)^{\frac{0{,}2}{1{,}2}}=200°\text{K}=-73°\text{C}$

și

$A=\frac{29{,}27}{0{,}2}(293-200)\ \text{kgf}\cdot\text{m}=13\,611\ \text{kgf}\cdot\text{m}$.

6.2.3. Determinarea raportului dintre căldurile specifice

În 3.3. s-a vorbit despre greutățile pe care le întîmpină determinarea directă a căldurii specifice a unui gaz la volum constant. Există însă posibilități de a se măsura raportul $\frac{c_p}{c_v}=\varkappa$ și de a se calcula c_v pe această cale.

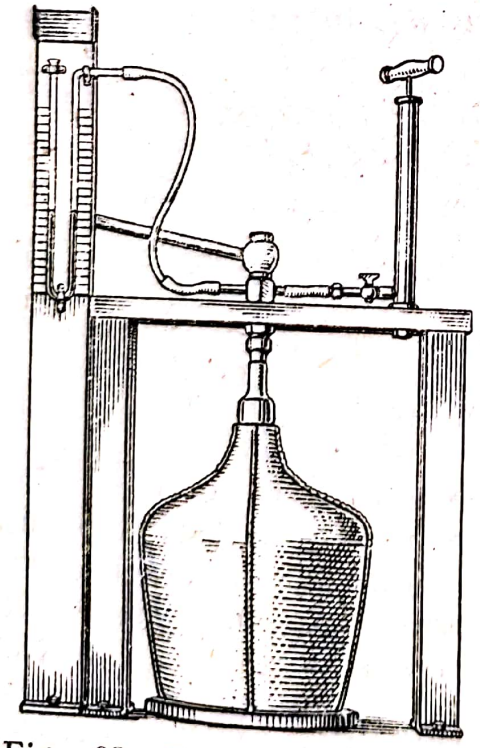


Fig. 92. Experiența pentru determinarea lui $\varkappa$.

În acest scop se face experiența clasică a lui C l é m e n t și D é s o r m e s. Într-un rezervor mare se produce o mică suprapresiune cu ajutorul unei pompe simple (fig. 92). Apoi se deschide cîte puțin robinetul, astfel încît nivelul h_1 al manometrului să scadă la 0. Deoarece acest proces are loc adiabatic, aerul se răcește. Prin absorbție treptată de căldură din afară, presiunea internă se ridică din nou la h_2.

Prin urmare, *variația adiabatică a presiunii* este egală cu h_1 iar *variația izotermă a presiunii* este h_1-h_2.

Scanned with OKEN Scanner

Diferențiind ecuația (32), se obține: $\frac{dp}{p} = -\varkappa \frac{dV}{V}$, respectiv, diferențiind ecuația (25), $\frac{dp}{p} = -\frac{dV}{V}$, adică variația adiabatică a presiunii este egală cu de $\varkappa$ ori variația izotermă, astfel că

$$\frac{h_1}{h_1 - h_2} = \varkappa.$$

7. Procese ciclice

Transformările de stare ale gazelor discutate pînă acum sînt de importanță capitală pentru modul de funcționare al tuturor mașinilor termice. Într-un ciclu, care se repetă periodic, se comunică mașinii căldură (de exemplu sub formă de vapori, combustibili gazoși sau lichizi), iar aceasta este transformată de către mașină în lucru mecanic. După ce s-a terminat operația, se restabilește starea anterioară (de aici și denumirea de „proces ciclic").

7.1. Funcționarea mașinilor termice

7.1.1. Mașina cu abur, cu piston

Aburul produs într-o căldare este trimis la cilindrul motorului C (fig. 93), în care este pus să apese alternativ pe ambele fețe ale pistonului P care alunecă cu o mișcare de du-te-vino. Distribuția continuă a aburului cînd pe o față a pistonului, cînd pe cealaltă, se efectuează de către un sertăraș S sau de niște supape. Cînd supapa de admisie a aburului este deschisă în tot timpul deplasării pistonului, motorul lucrează cu plină admisie. La sfîrșitul cursei pistonului, sertarul deschide canalul de evacuare E prin care aburul iese în atmosferă. Între timp, sertarul a deschis canalul de admisie A de pe cealaltă față a pistonului, după care pistonul se întoarce înapoi și așa mai departe.

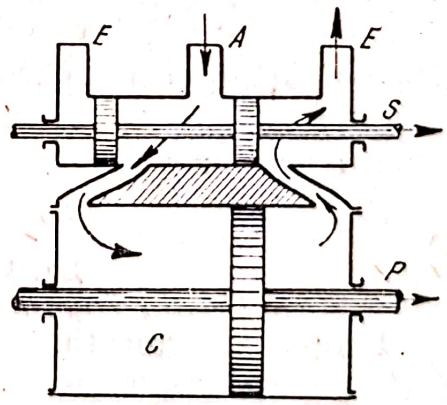


Fig. 93. Distribuția cu sertăraș a unui motor cu abur.

Întrucît funcţionarea cu plină admisie este foarte neeconomică (aburul este evacuat sub presiune înaltă), instalaţiile moderne funcţionează cu motoare cu expansiune. La aceste motoare, admisia aburului, care se găseşte, de exemplu, sub presiune de 5 at, se întrerupe după ce pistonul a parcurs 1/5 din cursa sa. Apoi aburul se destinde în cilindru pînă ce ocupă un volum de 5 ori mai mare. Evacuarea are loc numai cînd presiunea la sfîrşitul cursei pistonului a scăzut la 1 at.

Presiunea şi volumul aburului se reprezintă cu ajutorul unei diagrame (fig. 94). Lucrul

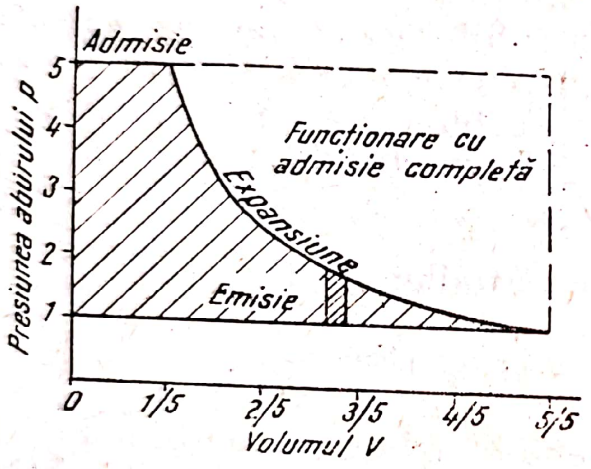


Fig. 94. Diagrama de lucru a unui motor cu abur, cu expansiune.

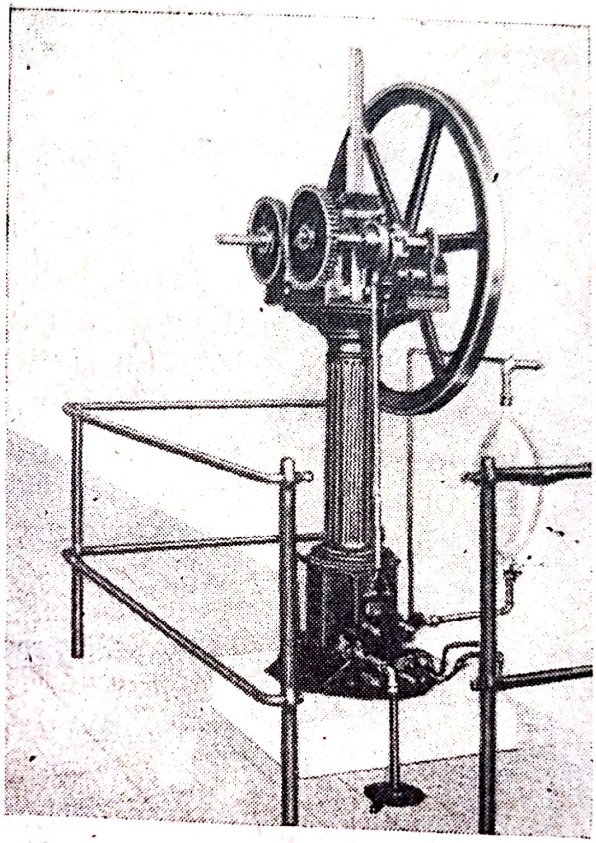


Fig. 95. Motorul cu gaz al lui Otto şi Langen (1867).

mecanic efectuat de abur apare în această diagramă egal cu aria suprafeţei închise de curba pV=const. Cînd motorul lucrează cu plină admisiune, diagrama se reduce la un dreptunghi.

7.1.2. Motorul Otto [1], în patru timpi

Timpul I: aspiraţia. Supapa de admisie fiind deschisă, pistonul, care coboară în cilindru, aspiră un amestec de benzină şi aer (fig. 96, a). Acest amestec este preparat în carburator, unde un curent de aer care trece prin faţa unui jiclor pulverizează

[1] Nikolaus Otto (1832—1902) a inventat motorul cu gaz şi a construit în 1876 primul motor în patru timpi.

benzina. În diagrama de lucru, acest timp este reprezentat prin linia 1, care merge paralel cu axa V (fig. 97).

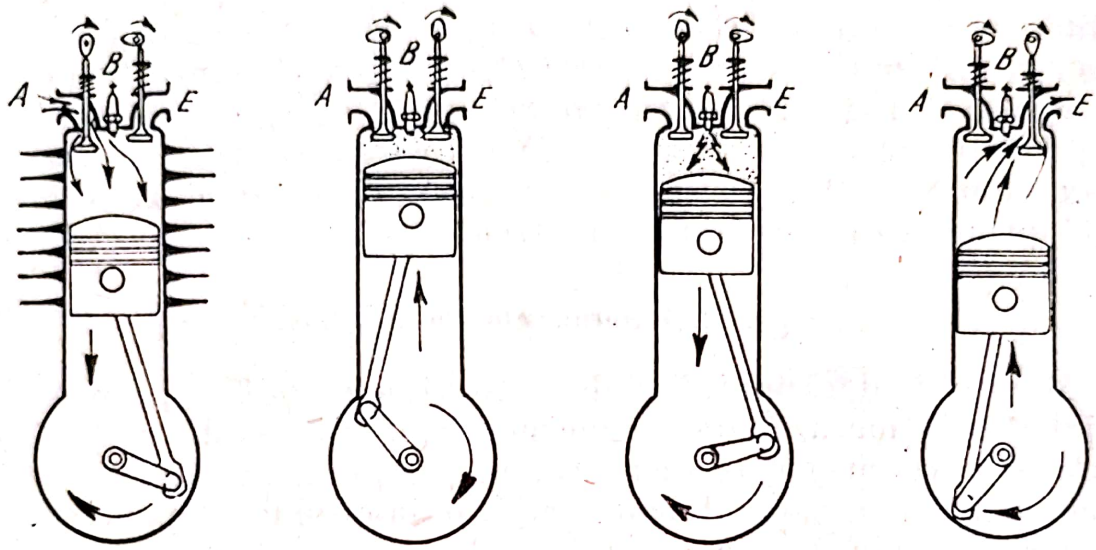


Fig. 96. Funcţionarea motorului Otto în patru timpi:
(A — admisie, E — evacuare, B — bujie); *a*) aspiraţie; *b*) compresiune; *c*) explozie şi expansiune (timp motor); *d*) evacuare.

Timpul II: compresiunea. Supapele fiind închise, pistonul se deplasează în sus şi comprimă conţinutul cilindrului în raportul de circa 6:1 pînă la 8:1. Din cauza vitezei cu care are loc acest proces, linia 2 care se vede în diagrama de lucru este o adiabată.

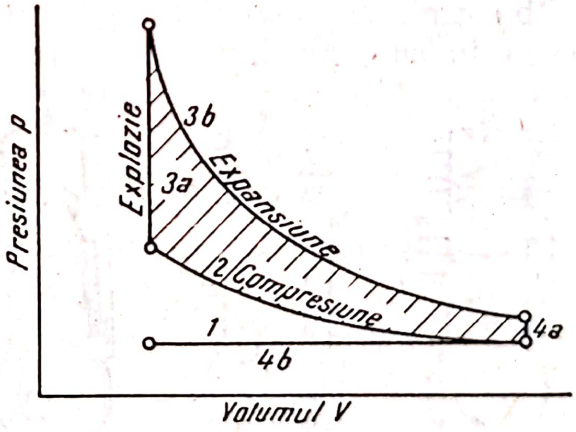


Fig. 97. Diagrama de lucru a motorului Otto în patru timpi (idealizată).

Timpul III: explozia şi expansiunea. Cu puţin timp înainte ca pistonul să ajungă în poziţia cea mai de sus, amestecul carburant este aprins de o scînteie care sare între electrozii bujiei. Explozia are loc foarte repede, aşa încît presiunea şi temperatura cresc instantaneu. Pe diagramă apare linia 3*a* (o izocoră). Imediat după aceasta, presiunea împinge pistonul în jos, de unde rezultă adiabata 3*b*.

Timpul IV: evacuarea. Supapa de evacuare se deschide, presiunea scade imediat şi rezultă în diagramă izocora 4*a*. Pistonul, care se deplasează din nou în sus, împinge afară gazele de ardere (linia 4 *b*).

Scanned with OKEN Scanner

Acești 4 timpi, care corespund la 2 învîrtituri complete ale arborelui cotit, cuprind așadar un singur timp activ. Pentru a se asigura un mers uniform al motorului, sau lucrează mai mulți cilindri asupra unui arbore cotit comun, sau un volant greu servește la uniformizarea mișcării. Randamentul motorului este limitat de valoarea maximă a presiunii în timpul compresiunii gazelor. Această limită poate fi împinsă la motoarele cu benzină pînă la maximum 8...10 at, deoarece peste această presiune se produce autoaprinderea prematură a amestecului.

7.1.3. Motorul Otto, în doi timpi

Motorul în doi timpi, față de motorul în patru timpi, are avantajul că funcționează fără supape mobile. Amestecul de combustibil și aer se scurge prin niște canale, pe care pistonul le deschide și le închide singur în timpul deplasării sale în cilindru. Compresiunea are loc parțial în carterul arborelui cotit, care se găsește dedesubtul cilindrului și care comunică cu cilindrul prin canalul de baleiaj.

La motorul în doi timpi, la fiecare învîrtitură a arborelui cotit corespunde un timp activ, din care cauză motorul poate merge cu o turație mult mai mare decît cel în patru timpi.

Timpul I, a) *cilindru: compresiunea* (fig. 98 *a*). Amestecul de combustibil și aer care se găsește deja în cilindru este comprimat;

b) *carterul arborelui cotit: aspirația*. Pistonul, care se deplasează în sus, produce în carterul arborelui cotit o subpresiune, din care cauză aspiră amestec de combustibil și aer din carburator.

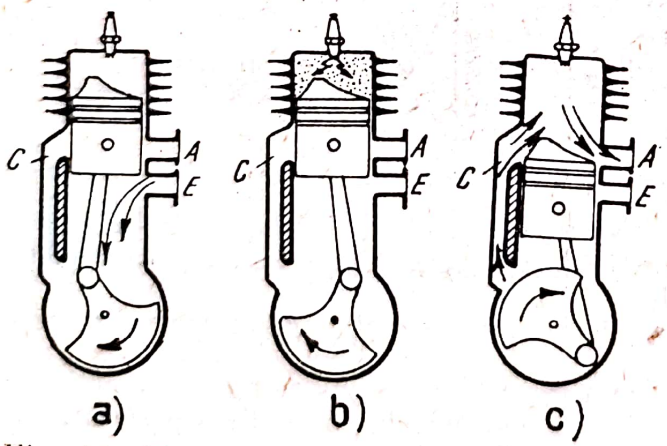


Fig. 98. Funcționarea motorului Otto în doi timpi:
(*C* — canal de baleiaj; *A* — admisie; *E* — evacuare); *a*) timpul I, *b*) timpul II, jumătatea superioară; *c*) timpul II, jumătatea inferioară.

Timpul II, a) *cilindru: explozia, expansiunea, evacuarea*. Cu puțin timp înainte ca pistonul să ajungă în punctul mort superior se produce aprinderea (fig. 98 *b*). Explozia împinge pistonul în jos. Încă înainte ca pistonul să ajungă la punctul mort inferior, el deschide simultan canalul de evacuare și canalul de baleiaj (fig. 98 *c*). Gazele proaspete care se scurg din carterul arborelui cotit sînt deviate în sus de către deflectorul pistonului și dau afară gazele de ardere;

Scanned with OKEN Scanner

b) *carterul arborelui cotit: precompresiunea.* Pistonul, care se deplasează în jos, comprimă amestecul de combustibil şi aer aspirat în cursul timpului I.

Cele mai multe motoare în doi timpi au astăzi, în loc de piston cu deflector, piston cu faţă frontală plană. În schimb, există mai multe canale de baleiaj dispuse în aşa fel încît curenţii de gaze se redresează reciproc, se întorc înapoi la partea de sus a cilindrului şi împing gazele de ardere, în jos, afară din cilindru (baleiaj în contracurent).

7.1.4. Motorul Diesel [1])

Motorul Diesel (fig. 99) nu aspiră un amestec de combustibil şi aer, ci aer curat, care este comprimat în cilindru la o presiune de 30...40 at, corespunzătoare unui raport de compresiune 18:1...20:1. Din această cauză ia naştere o temperatură foarte înaltă. De-abia atunci se injectează combustibilul lichid (derivate petrolifere ieftine) direct în cilindru, unde începe să ardă. E drept că, din cauza marii presiuni de lucru, motorul Diesel trebuie să fie construit mai robust, şi deci mai greu, decît motorul Otto, dar el nu are nici carburator, nici bujie; în schimb, posedă o pompă de injecţie. El se poate construi fie după principiul motoarelor în patru timpi, fie după al celor în doi timpi.

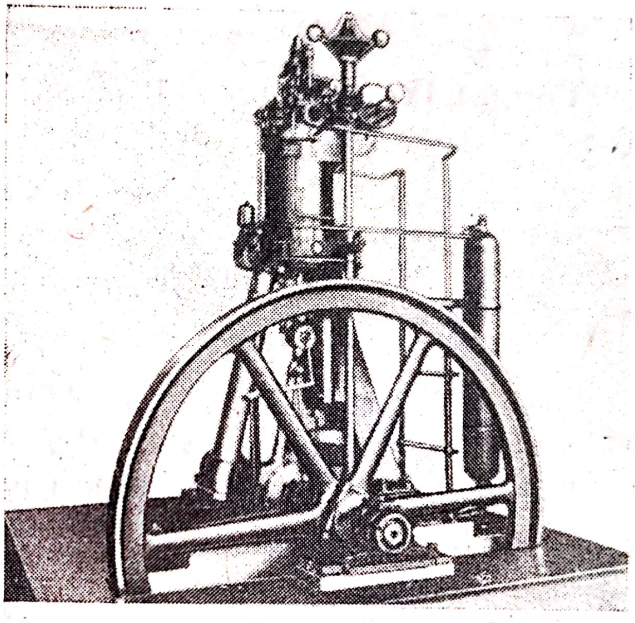


Fig. 99. Primul motor Diesel industrial (1897).

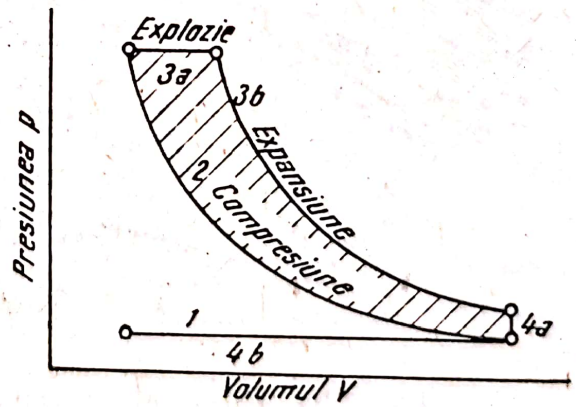


Fig. 100. Diagrama de lucru a motorului Diesel în patru timpi (idealizată).

Timpul I: *aspiraţia.* Supapa de admisie fiind deschisă, se aspiră aer în cilindru. În diagramă (fig. 100) apare linia 1.

[1]) Rudolf Diesel (1858—1913) a inventat motorul care-i poartă numele.

Scanned with OKEN Scanner

Timpul II: *compresiunea*. Compresiunea produsă de pistonul care merge în sus dă adiabata *2*.

Timpul III: *combustia și expansiunea*. Cu puțin timp înainte de a ajunge pistonul la punctul mort superior, se injectează în cilindru combustibil, care se aprinde de la sine la temperatura înaltă de acolo. În timpul arderii, care are loc relativ încet, pistonul merge sub p r e s i u n e c o n s t a n t ă în jos; rezultă izobara 3*a*. După ce combustia s-a terminat, urmează o nouă destindere, adiabatică, 3*b*.

Timpul IV: *evacuarea*. Procesul decurge la fel ca la motorul Otto și este reprezentat de liniile 4*a* și *b* ale diagramei.

7.2. Mașina frigorifică cu compresiune

Cu ajutorul unei pompe, se aspiră vapori de amoniac în *A* și se condensează în condensatorul *B* (fig. 102). Căldura de compresiune și de condensare Q_1 care ia naștere este evacuată prin dispo-

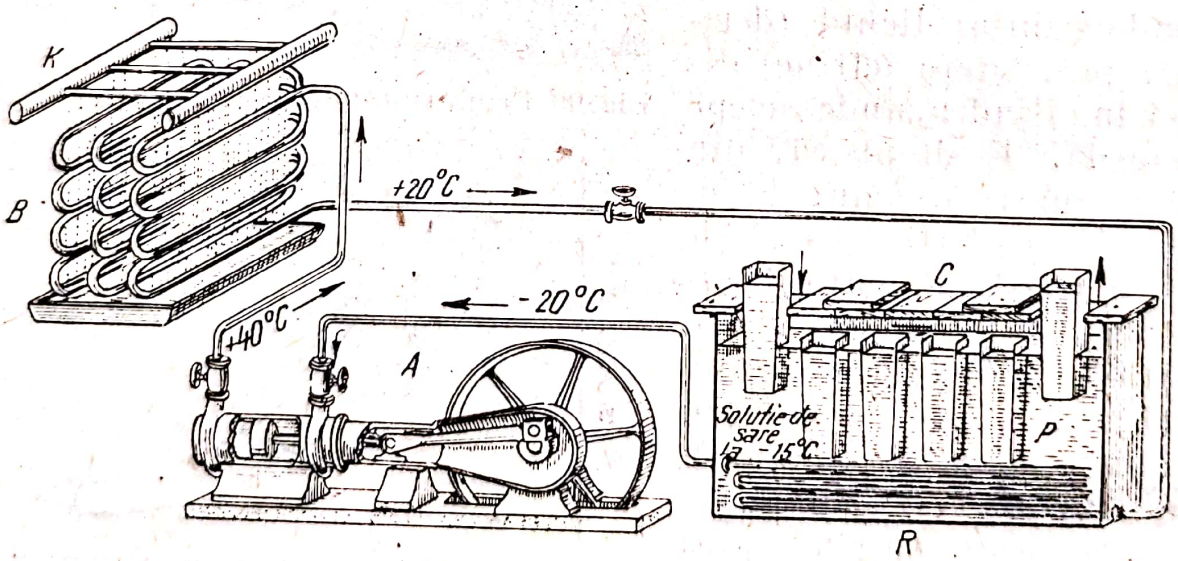


Fig. 101. Schema unei mașini frigorifice cu amoniac.

zitivul de răcire cu apă *K* la temperatura T_1. Amoniacul parțial lichefiat trece în dispozitivul de evaporare *C*. Acesta constă dintr-o serpentină *R*, care se găsește într-un bazin mare cu apă sărată. La cursa următoare a pistonului pompei, amoniacul se destinde în

Scanned with OKEN Scanner

această serpentină, temperatura sa coborînd la T_2 și absoarbe cantitatea Q_2 de căldură din soluția de sare. Saramura se răcește, deci, din ce în ce mai mult. În modul acesta se poate îngheța apa potabilă P cu care sînt umplute niște vase de tablă sau se poate

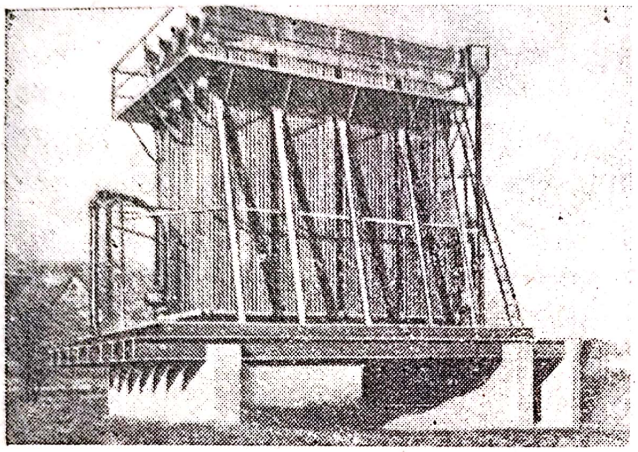


Fig. 102. Condensatorul unei instalații frigorifice mari.

face să circule soluția sărată prin conducte, pentru a menține o temperatură scăzută în frigorifere (fig. 101, 103).

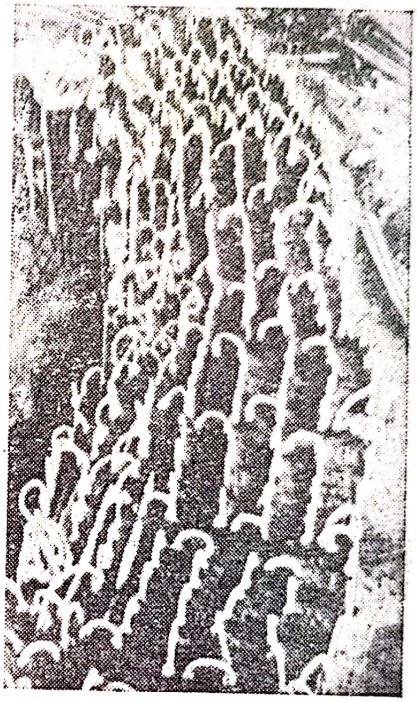


Fig. 103. Fixarea unui teren alunecător prin înghețare. Țevile care ies afară din pămînt sînt în legătură cu o instalație frigorifică.

7.3. Pompa de căldură

În principiu, pompa de căldură este o mașină frigorifică montată în așa fel încît să se obțină efectul contrar (fig. 104). Evaporarea și destinderea amoniacului au loc într-un punct al instalației în care răceala ce se produce nu mai este supărătoare (la o instalație din Zürich, în albia rîului Limmat). O pompă comprimă gazul într-un acumulator de căldură, unde cedează apei căldura sa Q_1, iar apa astfel încălzită, circulînd prin radiatoare, servește la încălzirea încăperilor. Căldura pe care o degajă radiatoarele provine, prin urmare, din două surse: pe de o parte, din căldura de condensare a amoniacului, care este sustrasă dispozitivului de evaporare sub formă de căldură de vaporizare Q_2, iar pe de altă parte, din căldura de compresiune produsă de pompă prin consumarea unui lucru mecanic. În condițiile date, pompele de căldură funcționează extraordinar

de economic. O instalație montată în Norwich produce o căldură de 3,5 ori mai mare decît echivalentul consumului de energie necesar pentru acționarea pompei.

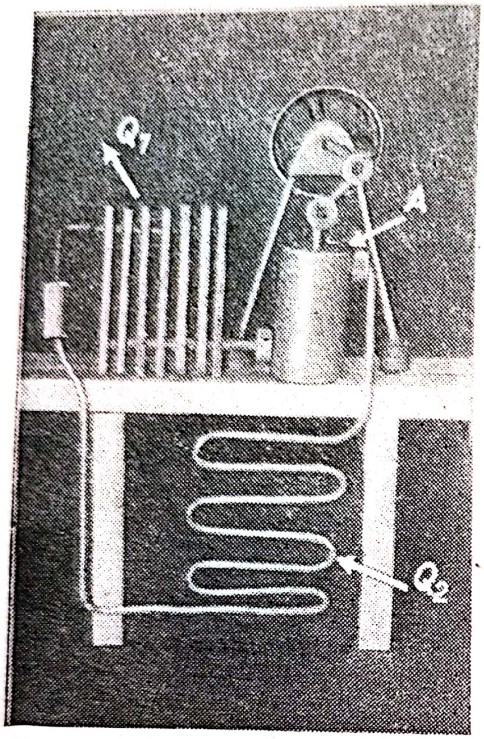


Fig. 104. Schema unei pompe de căldură.

7.4. Ciclul Carnot

Transformările de stare despre care s-a vorbit pînă acum au o importanță fundamentală pentru funcționarea tuturor mașinilor termice, construite în scopul de a transforma cît mai complet cantitatea de căldură Q_1 primită de mașină sub formă de lucru mecanic W. Cu acest prilej se produce și o pierdere de căldură Q_2. Raportul dintre cantitatea de căldură efectiv transformată în lucru mecanic și cantitatea de căldură primită reprezintă

randamentul termic al mașinii:

$$\eta=\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}=1-\frac{Q_2}{Q_1}\,. \qquad (35)$$

Scopul urmărit este să se aducă acest randament la o valoare cît mai apropiată de 1, adică să se micșoreze cît mai mult pierderile de căldură Q_2.

Pînă la ce limită inferioară este posibil acest lucru, aceasta ne-o arată ciclul conceput de fizicianul francez Sadi Carnot (1796—1832). Să ne închipuim că un motor cu aer cald funcționează fără pierderi de energie mecanică. Un ciclu complet constă din patru timpi, pe care-i vom urmări pe diagrama Clapeyron (fig. 105 și 106).

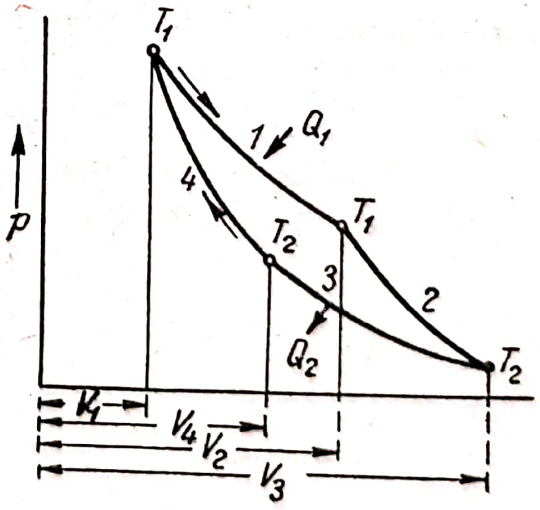


Fig. 105. Diagrama ciclului Carnot.

Timpul I. Pistonul găsindu-se în poziția cea mai de jos, aerului închis în cilindrul *i* se comunică o anumită cantitate de căldură Q_1 la temperatura constantă T_1. Aerul se dilată și

efectuează un lucru mecanic. Cantitatea de căldură absorbită, conform cu (26), este:

$$Q_1 = \frac{mrT_1}{J} \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

De aici rezultă izoterma 1 din diagramă.

Timpul II. Se înfăşoară cilindrul într-un material izolator termic. Gazul se dilată mai departe şi se răceşte la temperatura T_2. Procesul decurge după adiabata 2.

Timpul III. Energia acumulată în volant împinge pistonul înapoi. În acest timp se înlătură învelişul izolator al cilindrului, astfel încît căldura de compresiune care se pune în libertate poate fi evacuată la temperatura constantă T_2. Rezultă izoterma 3. Căldura evacuată este

$$Q_2 = \frac{mrT_2}{J} \ln \frac{V_3}{V_4}.$$

Timpul IV. În sfîrşit, după ce se înveleşte din nou cilindrul, se comprimă gazul din cilindru la volumul iniţial V_1, în care timp temperatura se ridică iarăşi la valoarea iniţială T_1. Procesul decurge conform adiabatei 4 din figură.

După ce s-a terminat acest ciclu, s-a restabilit starea iniţială. Toate maşinile termice trebuie să efectueze asemenea cicluri. Dacă, de exemplu la un motor cu benzină care face 3 000 rot/min temperatura la sfîrşitul unui ciclu ar fi numai cu 1° mai mare decît înainte, ea s-ar ridica după 1 min cu 1 500°.

Rezultatul este următorul: Timpul II produce exact tot atîta lucru mecanic cît consumă timpul IV, căci în procesele adiabatice, conform cu (33), acest lucru mecanic depinde numai de temperaturile T_1 şi T_2, care în cazul de faţă sînt identice. Pentru aceşti doi timpi, conform cu (29), rezultă:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{\varkappa-1} = \left(\frac{V_4}{V_1}\right)^{\varkappa-1}$$

de unde

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}.$$

Dacă se face raportul Q_1/Q_2, ca urmare a egalităţii stabilite, rezultă relaţia:

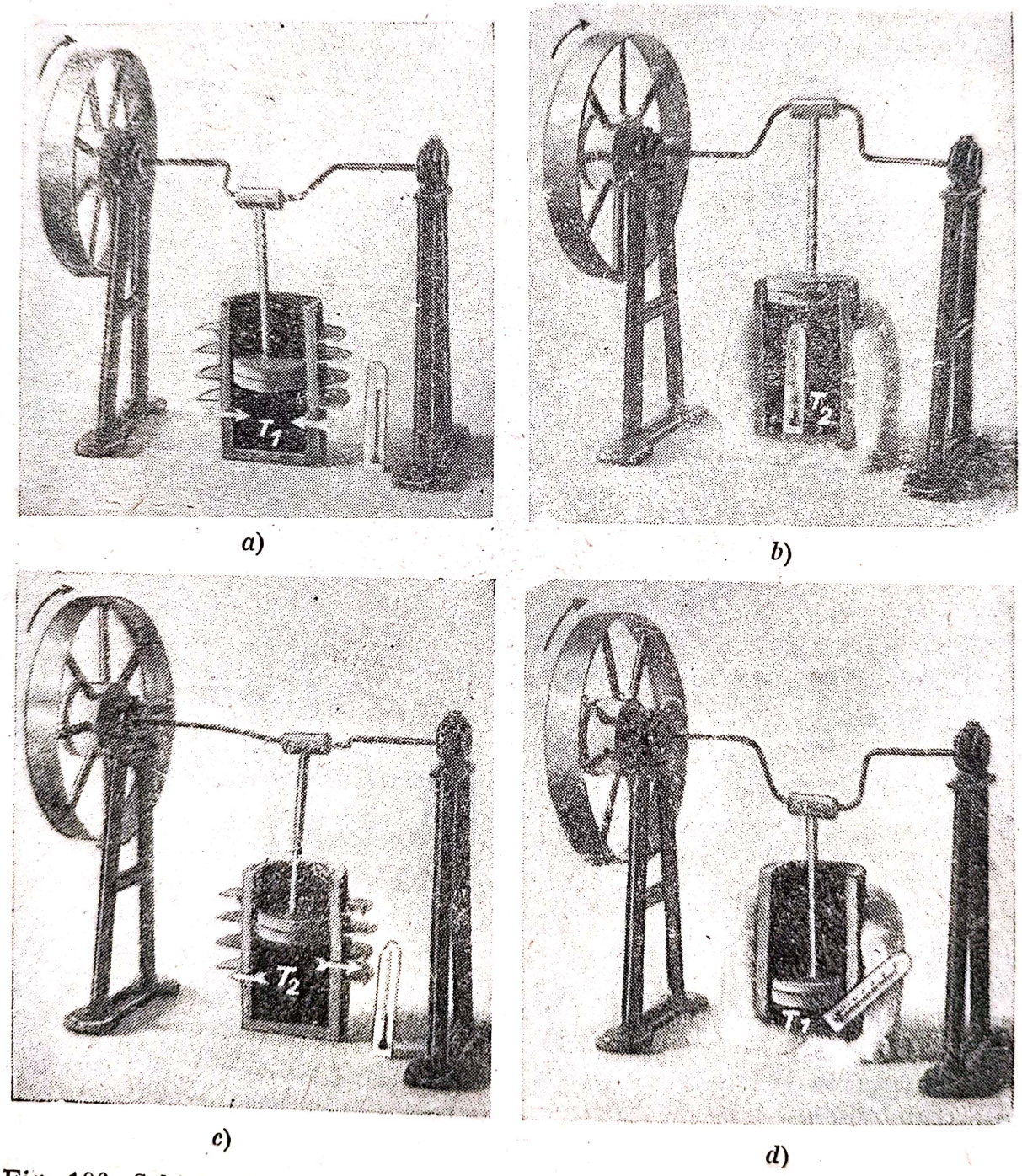
$$\boxed{\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}}; \qquad (36)$$

de aici, pe baza ecuației (35), se obține:

randamentul termic al ciclului Carnot:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \qquad (37)$$

Prin urmare, acest randament depinde numai de cele două temperaturi la care are loc schimbul de căldură. Dintre toate ciclurile care se pot imagina între temperaturile T_1 și T_2, c i c l u l



a) *b)* *c)* *d)*

Fig. 106. Schiță referitoare la modul în care se desfășoară ciclul Carnot: *a)* timpul I; *b)* timpul II; *c)* timpul III; *d)* timpul IV

Scanned with OKEN Scanner

Carnot are randamentul cel mai favorabil, deoarece toată căldura este absorbită la temperatura maximă T_1 şi evacuată la temperatura minimă T_2. De aceea, fracţia $\frac{T_1-T_2}{T_2}$ are valoarea maximă posibilă. La toate motoarele reale, dezvoltarea de căldură în cilindru începe la o temperatură avînd valoarea sub T_1. De asemenea, evacuarea căldurii începe înainte de a se ajunge la temperatura cea mai joasă T_2.

Din ecuaţia (37) se poate trage şi altă concluzie. Un randament de 100 %, adică egal cu 1, nu se poate atinge niciodată, nici măcar în acest caz ideal, deoarece numărătorul fracţiei este totdeauna mai mic decît numitorul ei. Singurul lucru care se poate face este să se încerce a se îmbunătăţi randamentul în limitele compatibile cu posibilităţile tehnice, prin mărirea intervalului dintre T_1 şi T_2.

Numai o parte din căldură poate fi transformată în lucru mecanic pe calea ciclurilor.

Exemple. 1. Să se calculeze randamentul teoretic maxim posibil al unui motor cu abur, care primeşte aburul sub presiune de 10 at şi îl trimite în condensator la temperatura de 20°C.

Conform tabelei de abur, rezultă

$$\eta=\frac{(179+273)-293}{452}=0{,}35 \text{ sau, în procente, } 35\%.$$

Temperaturi mai joase sînt aproape imposibil de obţinut în condensator. La motoarele cu abur, cu piston, se obţine un randament de cel mult 10...15%.

2. O motocicletă de 6 CP consumă 1,5 kg benzină pe oră. Care este randamentul motorului ei (vezi fig. 107)?

Conform cu datele anterioare, cantitatea de benzină indicată poate furniza 15 000 kcal, ceea ce reprezintă pe secundă 4,16 kcal= =1 780 kgf·m/s= $\frac{1\,780}{75}$ CP=23,7 CP. Prin urmare, randamentul este egal cu $\frac{6}{23{,}7}\approx 25\ \%$.

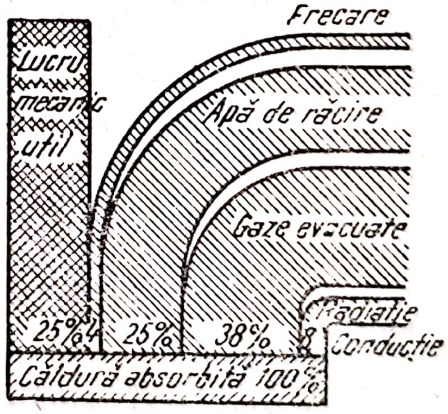


Fig. 107. Bilanţul termic al unui motor cu benzină.

3. Cîtă căldură se poate obţine, în cazul ideal, cu ajutorul unei pompe de căldură, dacă pentru acţionarea acesteia se consumă un lucru mecanic echivalent cu 100 kcal ($t_1=50°C$, $t_2=0°C$)?

Conform cu (37), randamentul este

$$\frac{323-273}{323}=0{,}155.$$

Conform cu (35), $\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}$ trebuie să fie egal cu 0,155. Deoarece Q_1-Q_2 este egal în cazul de faţă cu 100 kcal, din $\frac{100}{Q_1}=0{,}155$ se obţine $Q_1=645$ kcal, căldură disponibilă la temperatura mai ridicată $t_1=50°C$.

Scanned with OKEN Scanner

7.5. Cicluri reversibile

Dacă se face abstracţie de orice detalii tehnice, rezultă ca principiu fundamental al tuturor maşinilor termice:

a) la temperatura T_1 mai ridicată maşina absoarbe cantitatea de căldură Q_1;

b) ea cedează cantitatea de căldură Q_2, mai mică decît Q_1, la temperatura T_2 mai scăzută;

c) diferenţa $Q_1 - Q_2$ este transformată în lucru mecanic

Maşinile frigorifice funcţionează invers:

a) maşina absoarbe căldura Q_2 la temperatura mai scăzută T_2;

b) ea cedează o cantitate de căldură Q_1, mai mare decît Q_2, la temperatura mai ridicată T_1;

c) diferenţa $Q_1 - Q_2$ trebuie să fie *furnizată din afară* sub formă de *lucru mecanic* pentru acţionarea maşinii.

Putem urmări foarte uşor acest proces pe diagrama ciclului Carnot care are acelaşi aspect ca şi în cazul maşinilor termice, dar este parcursă de la dreapta spre stînga, adică în sens contrar celui din cazul maşinilor termice.

Cînd se parcurge diagrama în sens invers, se recapătă la aceeaşi temperatură T_1 exact aceeaşi cantitate de căldură Q_1 care se comunică maşinii la temperatura T_1 cînd se parcurge diagrama în sens direct. Cantitatea de căldură Q_2 care se pune în libertate cînd se parcurge diagrama în sens direct este egală cu aceea care trebuie să fie consumată pentru a se obţine Q_1 în cazul parcurgerii diagramei în sens invers. După fiecare parcurgere directă sau inversă se restabileşte în orice caz starea iniţială.

Ciclul Carnot este complet reversibil, deoarece lucrează *fără pierderi*.

Din contră, *toate procesele reale sînt incomplet reversibile* (*sau ireversibile*).

De exemplu dacă se comunică unui cilindru cantitatea de căldură Q_1 la temperatura T_1, obţinîndu-se astfel lucrul mecanic de expansiune W, efectuarea procesului înapoi nu va duce niciodată la acelaşi consum de lucru mecanic, la aceeaşi cantitate de căldură Q_1 şi la aceeaşi temperatură T_1, deoarce chiar absorbirea căldurii este însoţită de anumite pierderi.

8. Entropia

8.1. Entropia în cazul ciclului Carnot

Cînd am examinat ciclul Carnot am văzut că el are randamentul cel mai favorabil cu putinţă. Între altele, am ajuns la relaţia (36):

Scanned with OKEN Scanner

$\frac{Q_1}{Q_2}=\frac{T_1}{T_2}$. Din această relaţie, printr-o transformare simplă, obţinem

$$\frac{Q_1}{T_1}=\frac{Q_2}{T_2} \quad \text{sau} \quad \frac{Q_1}{T_1}-\frac{Q_2}{T_2}=0. \tag{38}$$

Raportul care apare în această relaţie se numeşte

$$\textit{căldura redusă}=\frac{\textit{cantitatea de căldură schimbată } Q}{\textit{temperatura } T \textit{ la care are loc schimbul}}.$$

În cursul fiecărui ciclu Carnot au loc două schimburi de căldură. O dată se absoarbe căldura Q_1 la temperatura ridicată T_1, iar a doua oară se cedează căldura Q_2 la temperatura scăzută T_2. Prin urmare, conform ecuaţiei (38), căldurile reduse schimbate în cursul ciclului Carnot sînt egale între ele.

Raportul $\frac{Q}{T}$ care apare în ciclul Carnot (şi în alte procese considerate ca reversibile) a fost denumit de C l a u s i u s (1854) *entropie*. Clausius a dovedit că entropia, asemenea energiei, este o mărime caracteristică de stare despre care se poate spune în fiecare caz în parte dacă creşte, scade, sau rămîne neschimbată în timpul unui proces. Punctului de lucru superior şi celui inferior ale ciclului Carnot le corespund două valori ale entropiei $S_1=\frac{Q_1}{T_1}$ şi $S_2=\frac{Q_2}{T_2}$. În acest caz, variaţia totală a entropiei este $\Delta S=S_2-S_1=0$.

Entropia rămîne neschimbată în orice ciclu reversibil.

$$\textit{Variaţia entropiei}=\frac{\textit{cantitatea de căldură } Q \textit{ schimbată reversibil}}{\textit{temperatura } T \textit{ la care are loc schimbul}}.$$

8.2. Creşterea entropiei în cazul încălzirii

Dacă se ia ca punct de plecare o anumită temperatură iniţială (de cele mai multe ori 0°C), se poate determina e n t a l p i a unui corp (vezi 3.1.2). De asemenea se poate calcula şi e n t r o p i a (în raport cu această temperatură iniţială), căci căldura pe care o conţine corpul trebuie să fie furnizată acestuia într-un mod oarecare. Dacă se urmăreşte mai atent procesul de încălzire, se vede că în timpul a b s o r b ţ i e i d e c ă l d u r ă c r e ş t e şi t e m p e r a t u r a (fig. 108). Prin urmare, cantitatea totală de căldură n u pătrunde în corp la o temperatură fixă, ca în

Scanned with OKEN Scanner

cazul ciclului Carnot. Mai mult, căldura pătrunde în corp sub formă de c a n t i t ă ţ i p a r ţ i a l e m i c i dQ, fiecare porţie fiind absorbită la altă temperatură T. Deoarece fiecare dintre aceste etape separate poate fi oricît de mică, ele pot fi considerate reversibile. O etapă furnizează, aşadar, *elementul de entropie* $\frac{dQ}{T}$ şi numai prin însumarea tuturor acestor elemente se obţine

creşterea entropiei:

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dQ}{T} \,. \qquad (39)$$

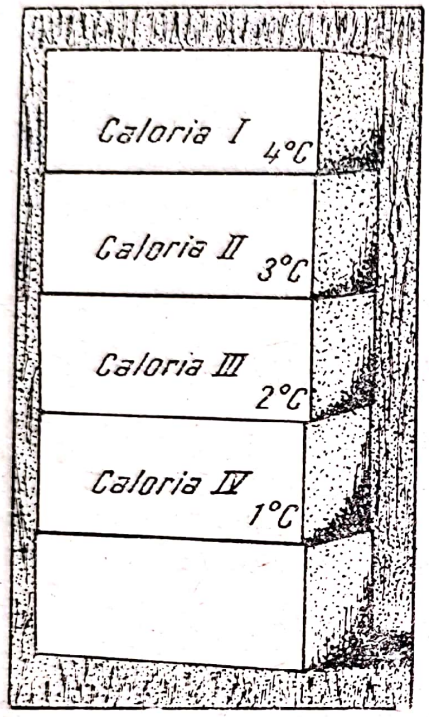


Fig. 108. Caloriile care trebuie să fie furnizate unui gram de apă trebuie să fie ridicate la o temperatură crescîndă.

Tabelele tehnice de abur indică într-o coloană separată entropia apei, respectiv a aburului, raportată totdeauna la 0°C.

8.3. Creşterea entropiei în cazul procesului de amestec

La 8.1 s-a spus că entropia rămîne constantă în cazul proceselor reversibile. Dar procese complet reversibile nu există în natură. Se poate dovedi că în toate procesele i r e v e r s i b i l e entropia este mai mare la sfîrşit decît la început, deci ea c r e ş t e. Un caz tipic de proces ireversibil este amestecarea apei reci cu apă caldă, separarea celor două cantităţi de apă cu temperaturi diferite fiind imposibilă după amestecare.

Să presupunem că se amestecă 1 kg apă la 10° cu altul la 20°C. În acest caz e n t r o p i a amestecului trebuie să fie m a i m a r e decît î n a i n t e.

În loc de a folosi formula (39) (ceea ce am putea face fără nici o dificultate), să calculăm entropia din aproape în aproape. Pentru a ridica temperatura unui litru de apă de la 0°C la 10°C, trebuie să se consume cîte 1 kcal la 0°, 1°, 2° etc. pînă la 9°C. Atunci entropia se compune din cantităţile parţiale

$$\frac{1\text{ kcal}}{273°} + \frac{1\text{ kcal}}{274°} + \frac{1\text{ kcal}}{275°} + \ldots + \frac{1\text{ kcal}}{282°} = 0{,}036\,0\text{ kcal/grd}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Apa la temperatura de 20°C are entropia

$$\frac{1\text{ kcal}}{273°}+\frac{1\text{ kcal}}{274°}+\frac{1\text{ kcal}}{275°}+\ldots+\frac{1\text{ kcal}}{292°}=0{,}070\ 8\text{ kcal/grd.}$$

După amestecare obţinem 2 kg apă la temperatura de 15°C. Entropia acestui amestec se ridică la

$$\frac{2\text{ kcal}}{273°}+\frac{2\text{ kcal}}{274°}+\frac{2\text{ kcal}}{275°}+\ldots+\frac{2\text{ kcal}}{287°}=0{,}107\ 2\text{ kcal/grd.}$$

Comparînd aceste entropii, rezultă:

entropia înainte *de amestecare*	*entropia* după *amestecare*
0,0360+0,0708=0,1068 kcal/grd	0,1072 kcal/grd

Creşterea entropiei este de 0,000 4 kcal/grd.

Creşterea entropiei în cazul procesului simplu de amestecare poate fi reprezentată în mod plastic printr-un model. Să presupunem că se formează o coloană din cărămizi puse una peste alta. Ridicarea unei cărămizi necesită un lucru mecanic tot mai mare pe măsură ce înălţimea h creşte (fig. 109).

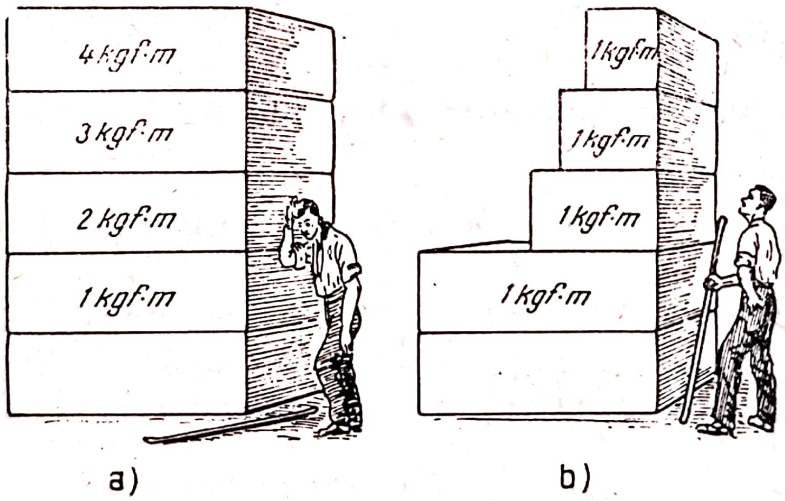


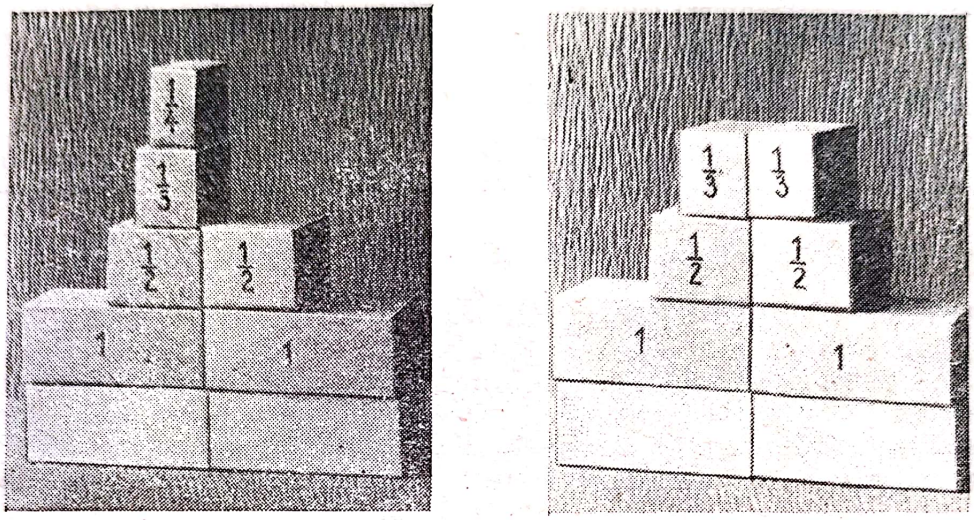
Fig. 109.

a) consum de lucru mecanic crescînd cu fiecare cărămidă; *b*) acelaşi consum de lucru mecanic pentru fiecare cărămidă.

Pe de altă parte, pentru a limita energia necesară la aceeaşi valoare W pentru toate cărămizile, trebuie să se folosească, pe măsură ce înălţimea construcţiei creşte, cărămizi cu greutatea $G=\frac{W}{h}$ din ce în ce mai mică.

Înălţimii construcţiei îi corespunde temperatura crescîndă T a unui corp ce urmează a fi încălzit, iar energiei necesare pentru fiecare cărămidă îi cores-

punde cîte o unitate de căldură Q. Q are totdeauna aceeaşi valoare (egală cu 1 kcal) pentru fiecare grad cu care se ridică temperatura. Greutăţii $G=\frac{W}{h}$ a unei cărămizi îi corespunde cîte o unitate de entropie $S=\frac{Q}{T}$. Figura 110 reprezintă două valori ale entropiei în cazul unor cantităţi egale de apă cu temperaturi diferite constituite în modul arătat.



a) *b*)

Fig. 110.

a) entropiile a două cantităţi egale de lichid cu temperaturi diferite; *b*) entropia amestecului.

8.4. Al doilea principiu al termodinamicii

În mod curent legea creşterii entropiei se numeşte

al doilea principiu al termodinamicii (sau principiul entropiei):

toate procesele din natură au loc în aşa fel încît entropia totală a tuturor corpurilor care iau parte la ele creşte neîncetat. (40)

Primul principiu al termodinamicii (sau principiul energiei) este legea conservării energiei. Tot ce se întîmplă în natură ascultă de aceste două principii.

Nu s-ar încălca primul principiu dacă s-ar reuşi într-un mod oarecare să se separe, fără să se consume lucru mecanic, o cantitate de apă călduţă în două jumătăţi: una caldă şi alta rece. O astfel de maşină ar reprezenta un *perpetuum mobile de speţa a II-a*. Însă ea ar contrazice al doilea principiu al termodinamicii, deoarece în acest caz entropia ar scădea. Contrar tuturor experien-

Scanned with OKEN Scanner

ţelor, căldura s-ar deplasa de la o temperatură mai scăzută la una mai ridicată. Desigur că se poate sustrage căldură unui corp rece (vezi pompa de căldură), dar numai prin consumare de energie mecanică. De aceea se mai obişnuieşte ca al doilea principiu al termodinamicii să se exprime şi astfel:

căldura poate fi condusă de la o temperatură mai scăzută la una mai ridicată numai dacă se consumă lucru mecanic.

În mod cu totul general, principiul al doilea al termodinamicii stabileşte o anumită linie directoare în fenomenele naturii. De multe ori s-a tras concluzia nejustă că datorită creşterii neîncetate a entropiei, Universul în întregul său merge spre o „moarte termică", adică spre o stare finală în care toate diferenţele de temperatură vor dispărea şi în care se vor epuiza toate posibilităţile de a se crea diferenţe de temperatură pe altă cale. Acest raţionament presupune Universul ca fiind un sistem închis în timp şi în spaţiu. Însă acest lucru nu se poate demonstra şi este în dezacord cu concepţia materialismului dialectic despre infinitatea ansamblului fenomenelor naturii. În afară de aceasta, se neglijează complet rezultatele fizicii nucleare.

9. Gazele reale

Gazele reale, în special la temperaturi scăzute, se abat de la legea Boyle-Mariotte. Cînd presiunea creşte volumul se micşorează mai mult decît corespunde legii pv=const. Începe să se simtă influenţa atracţiei reciproce (coeziunea) a moleculelor.

De exemplu apa la temperatura de 100°C ocupă numai a 1 700-a parte din volumul vaporilor respectivi. Conform legii Boyle-Mariotte presiunea necesară pentru condensare ar trebui să fie de 1 700 at. Însă în realitate este suficientă presiunea de numai 1 at.

De aceea se presupune existenţa unei *presiuni interne*, care vine în sprijinul presiunii externe. În afară de aceasta, spaţiul v disponibil se micşorează cu spaţiul b ocupat datorită volumului lor propriu.

O moleculă oarecare este atrasă spre interior de către forţele intermoleculare cu atît mai puternic cu cît se găsesc mai multe molecule în vecinătatea ei, adică cu cît densitatea gazului este mai mare. Întrucît densitatea este inversul volumului specific, presiunea internă este proporţională cu $\frac{1}{v}$. Deoarece aceasta

nu depinde numai de o singură moleculă, ci și de toate celelalte (al căror număr este determinat tot de densitatea gazului), trebuie să fie de forma $\frac{a}{v^2}$, în care a este o constantă ce depinde de natura moleculelor. Așadar din (9a) se obține

ecuația de stare a gazelor reale (ecuația lui Van der Waals):

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=RT \quad . \quad (41)$$

Din această ecuație rezultă că izotermele sînt parabole de gradul III. Dacă se mărește comprimarea de-a lungul izotermei de 0° de la dreapta spre stînga, volumul scade mereu (fig. 111). Începînd din B, conform mersului curbei, ar trebui ca presiunea să scadă din nou cu toate că volumul se micșorează, ceea ce ar reprezenta un fenomen neobișnuit. În realitate curba în formă de S, care există numai teoretic, nu este urmată în întregime de comportarea gazului real, căci în A se produce *lichefierea* acestuia. Din acest punct, de-a lungul dreptei AE, există atît lichid cît și vapori saturanți. Presiunea

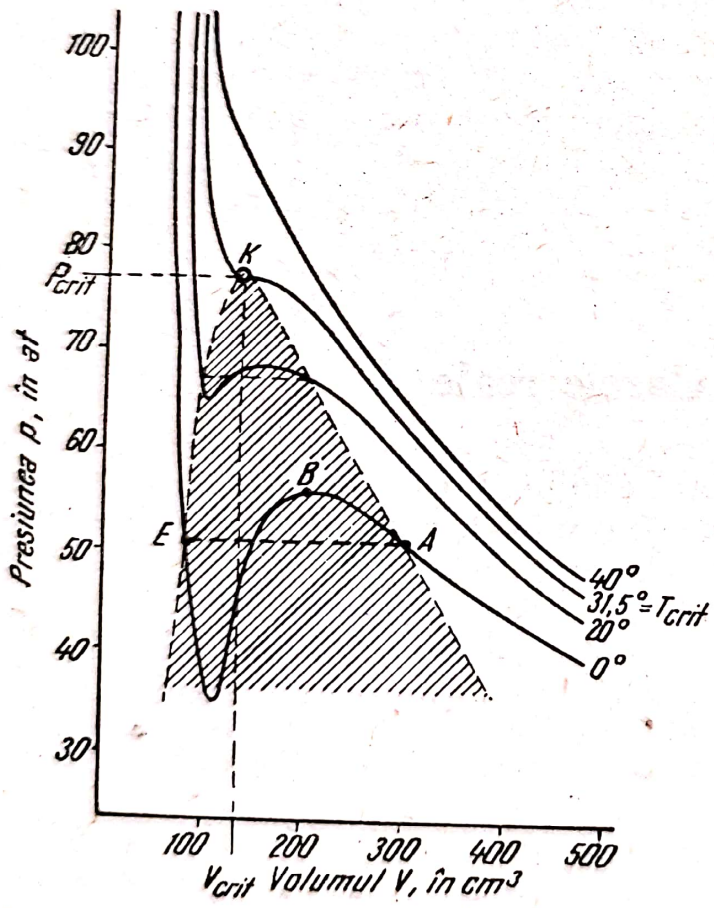


Fig. 111. Izotermele unui gaz real (bioxid de carbon).

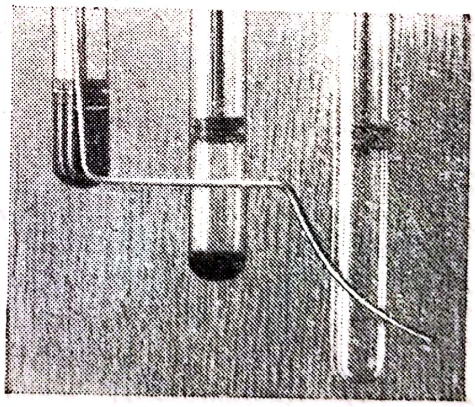


Fig. 112. Comportarea unui gaz de-a lungul unei izoterme reale.

rămîne constantă atît timp cît mai există vapori. În E nu mai există decît lichid, iar presiunea crește foarte mult, datorită faptului că compresibilitatea lichidului este neînsemnată (fig. 112).

Scanned with OKEN Scanner

9.1. Starea critică

Şi celelalte izoterme din diagrama reprezentată în fig. 111 au o porţiune orizontală, care devine din ce în ce mai scurtă, pe măsură ce temperatura creşte. De exemplu în cazul bioxidului de carbon, dreapta orizontală care reprezintă procesul de lichefiere la 31,5°C se reduce la un simplu punct. Din întreaga diagramă se detaşează clar regiunea haşurată, care nu reprezintă un gaz, ci vapori saturanţi. Pe măsură ce temperatura creşte, izotermele se apropie tot mai mult de forma unei hiperbole, iar gazul se apropie de starea perfectă.

Punctul din vîrful regiunii haşurate caracterizează *starea critică* a gazului.

Lichefierea unui gaz este imposibilă deasupra temperaturii lui critice.

În tabela de la p. 28 sînt indicate datele critice pentru cîteva gaze.

Exemple. 1. Un tubuleţ de sticlă, închis la flacără la ambele capete, este umplut pe jumătate cu bioxid de sulf (SO_2) lichid. Cînd se încălzeşte tubul, lichidul fierbe şi se formează bule de vapori. După ce s-a ajuns la punctul critic, limita dintre lichid şi vapori dispare brusc şi ambele stări devin identice. În timpul răcirii apare ceaţă şi apoi apar picături.

2. Poate o butelie de oţel cu CO_2, respectiv cu oxigen, să conţină gaz sub formă lichidă la 20°C?

Dat fiind că 20°C se găseşte sub temperatura critică a bioxidului de carbon, lichefierea se poate produce, conform cu fig. 111, la o presiune de 68 at. Oxigenul poate exista sub formă lichidă numai la o temperatură sub —119°C.

9.2. Lichefierea gazelor

Pentru lichefierea gazelor, se foloseşte astăzi în mod general procedeul inventat de Hampson şi perfecţionat de Linde în 1895. Acest procedeu se bazează pe

efectul Joule-Thompson: *cînd un gaz se destinde printr-un orificiu mic, se produce o mică variaţie a temperaturii.*

Experienţa lui Gay-Lussac descrisă la p. 85 a fost făcută la început fără prea mare precizie. Legea dedusă din această experienţă este valabilă pentru gazul perfect, dar nu pentru gazele reale. De exemplu dacă se lasă să ţîşnească (printr-un orificiu mic) aer sub presiune, pentru fiecare scădere a presiunii cu 1 at se produce o răcire de 0,266°C.

Scanned with OKEN Scanner

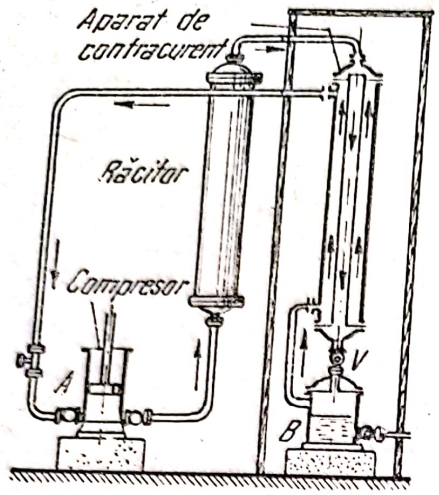


Fig. 113. Schema lichefierii aerului.

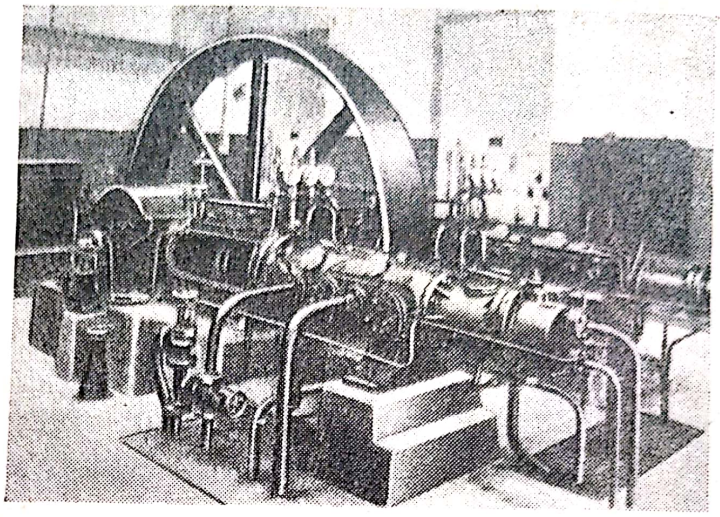


Fig. 114. Compresorul unei fabrici de oxigen.

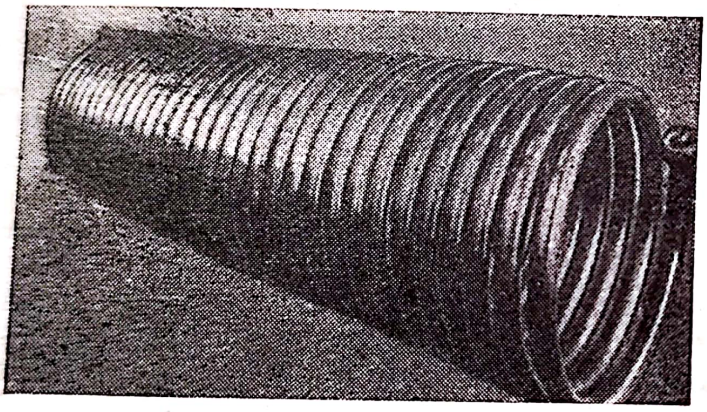


Fig. 115. Serpentina de contracurent a primului aparat de lichefiat gaze.

Aerul aspirat în *A* este comprimat (fig. 113) și țîșnește prin valva de reducere a presiunii *V* în spațiul *B*, cu care prilej se răcește. Acest aer mai rece este dirijat printr-o conductă în sens contrar și scaldă în contracurent exteriorul conductei prin care vine la valvă alt aer. Astfel aerul din conductă suferă o prerăcire. După repetarea acestui ciclu de mai multe ori, temperatura coboară pînă ce ajunge sub temperatura critică și în *B* se formează aer lichid (vezi și fig. 114 și 115).

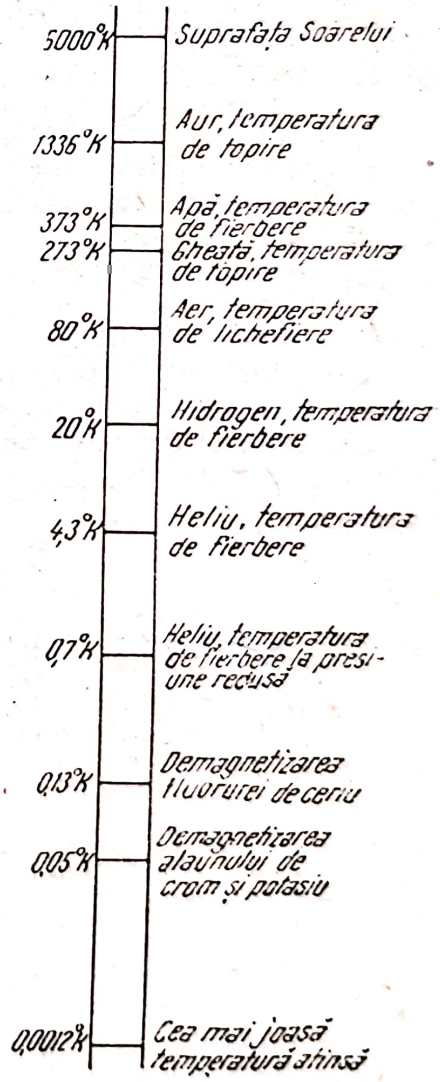


Fig. 116. Scara temperaturilor absolute (scară logaritmică).

Scanned with OKEN Scanner

Aerul lichid se păstrează în vase Dewar (p. 69), unde, evaporîndu-se neîncetat, menţine o temperatură de —190°C.

Întrucît oxigenul lichid fierbe la o temperatură cu 13°C mai ridicată decît temperatura azotului, este posibil să se separe aceste două gaze cu ajutorul unor aparate speciale de distilat şi să se prepare astfel oxigen şi azot pur.

Prin vaporizarea în vid a heliului lichid care fierbe la 4,2°K) se poate coborî temperatura sa pînă la 0,84°K. În felul acesta se ajunge la cea mai joasă temperatură care se poate realiza prin acest procedeu.

S-a reuşit să se coboare temperatura şi mai mult prin demagnetizarea sărurilor paramagnetice (anumiţi alauni) într-o baie frigorifică. De Clerk (1950) a atins astfel o temperatură de 0,001 2°K, adică aproape zero absolut (fig. 116).

10. Teoria cinetică a gazelor

Numeroase fenomene fizice pot fi analizate mult mai profund, dacă sînt considerate atît din punct de vedere al moleculelor luate individual, cît şi sub aspectul efectului lor comun şi reciproc.

10.1. Numărul lui Avogadro

Cele mai mici particule ale unui gaz se pot prezenta atît sub formă de atomi, cît şi de molecule. În cele ce urmează, vom numi ambele categorii de particule pur şi simplu molecule. În majoritatea cazurilor este suficient să ni le închipuim ca nişte mici sfere elastice, care la gaze sînt separate unele de altele prin mari spaţii intermoleculare.

Fizicianul elveţian Loschmidt a calculat pentru prima dată, în 1865, cîte molecule conţine unitatea de volum a unui gaz. Valoarea obţinută de el se numeşte

numărul lui Loschmidt N_L: *1 cm³ dintr-un gaz oarecare conţine, la 0°C şi 760 torr,* $27 \cdot 10^{18}$ *molecule. Pe de altă parte o moleculă-gram din orice substanţă conţine* $N_A = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ *molecule.* (42)

Acest ultim număr se numeşte numărul lui Avogadro.

Aşa de pildă 2 g hidrogen sau 63,6 g cupru conţin acelaşi număr de molecule (vezi şi legea lui Avogadro, p. 30). Prin urmare:

masa unei singure molecule este: $\boxed{m=\frac{M}{N_A}}$ sau $\boxed{M=mN_A}$. (43)

Pentru calculul numărului lui Avogadro se pot aplica cele mai diferite metode, toate ducînd la acelaşi rezultat. Vom descrie aici metoda lui P e r r i n (1908).

Pentru aplicarea acestei metode este necesar mai întîi să se cunoască scăderea presiunii unui gaz perfect pe măsură ce înălţimea h creşte. Pentru a ridica un mol M dintr-un gaz la înălţimea h este necesar lucrul mecanic Mgh [Vol. I, 5.21]. La aceeaşi înălţime, el are faţă de sol (p_1) o presiune mai mică p_2. Cînd gazul se destinde, conform cu (27), se efectuează lucrul mecanic $RT \ln \frac{p_1}{p_2}$. Cele două lucruri mecanice trebuie să fie egale între ele; rezultă

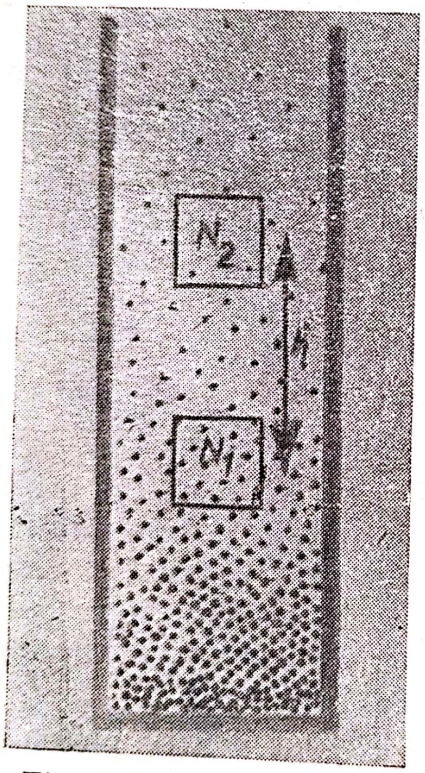


Fig. 117. Scăderea densităţii de particule pe măsură ce înălţimea creşte.

$$RT \ln \frac{p_1}{p_2} = Mgh = mN_A gh.$$

Dar, conform cu vol. I, 10. 2, presiunea unui gaz este indirect proporţională cu numărul de molecule pe care le conţine unitatea de volum, de unde

$$N_A = \frac{\ln (N_1/N_2) RT}{gmh}.$$

Pentru a calcula pe N_A, Perrin a creat o mică „atmosferă artificială“ dintr-un sol de sfere foarte mici de răşină în apă[1]). Distribuţia densităţilor acestor „molecule uriaşe“ corespunde, în stare de echilibru, exact aceleia dintr-o atmosferă ideală şi poate fi determinată prin n u m ă r a r e d i r e c t ă la microscop (fig. 117). Una din numeroasele şi laborioasele sale experienţe a dat, de exemplu, un raport al numerelor de particule $\frac{N_1}{N_2} = \frac{100}{12}$, în limitele unei diferenţe de înălţime de $h = 1{,}1 \cdot 10^{-2}$ cm. Greutatea $G = mg$ a unei singure sfere a fost calculată de el la $7{,}22 \cdot 10^{-12}$ dyn, astfel încît la 20°C

$$N_A = \frac{\ln (100/12) \cdot 8{,}31 \cdot 10^7 \text{ erg} \cdot 293 \text{ grd}}{\text{mol} \cdot \text{grd} \cdot 7{,}22 \cdot 10^{-12} \text{ dyn} \cdot 1{,}1 \cdot 10^{-2} \text{ cm}} = 6{,}5 \cdot 10^{23} \text{ molecule pe mol.}$$

[1]) În vol. I, 8. 6, se descrie modul de preparare a unui astfel de sol. Însă Perrin a trebuit să descompună solul în mai multe fracţiuni cu particule de anumite mărimi.

Scanned with OKEN Scanner

Exemple. 1. Care este masa reală a unui atom de hidrogen, respectiv de aur? Greutatea atomică a hidrogenului este 1,008, astfel încît

$$m=\frac{1{,}008\ \text{g}\cdot\text{mol}}{6{,}023\cdot10^{23}\ \text{mol}}=1{,}67\cdot10^{-24}\ \text{g};$$

pentru aur care are greutatea atomică 197,2

$$m=327\cdot10^{-24}\ \text{g}.$$

2. Cîte molecule de gaz conţine 1 cm³ din volumul unui tub electronic la 0°C, în care s-a făcut un vid de 10^{-8} torr?

Conform cu (43) rezultă

$$\frac{27\cdot10^{18}\cdot10^{-8}}{760}=3{,}56\cdot10^{8}\ \text{molecule}=356\,000\,000\ \text{molecule}.$$

10.2. Viteza moleculară

În volumul I am făcut deja cunoştinţă cu fenomene care arată că moleculele au o mişcare proprie: mişcarea browniană a particulelor mici în lichide, difuziunea şi osmoza. În acelaşi mod am explicat şi presiunea unui gaz închis într-un vas. Se pune problema ce *viteză* au moleculele care se mişcă, în toate aceste cazuri?

10.2.1. Viteza medie pătratică

Vom lua ca punct de plecare un cub cu volumul de 1 cm³, care să fie umplut cu N_L molecule. Întrucît mişcarea moleculelor este complet dezordonată, vom presupune mai întîi că 1/6 din numărul de molecule se deplasează spre fiecare din cele 6 feţe ale cubului. În această ipoteză, în fiecare secundă, $\frac{N_L}{6}u$ molecule se ciocnesc de fiecare centimetru pătrat de suprafaţă de perete şi se reflectă, viteza înainte de ciocnire fiind $+u$, iar după ciocnire $-u$. Conform cu Vol. I, 5.7, rezultă o variaţie de impuls egală cu $2\,mu$ pentru fiecare moleculă. Pe de altă parte, întrucît forţa pe 1 cm² este egală cu presiunea gazului, se obţine

presiunea gazului: $$\boxed{p=\frac{N_L}{6}\,2\,mu^2}=\frac{2}{3}N_L\frac{m}{2}u^2. \qquad (44)$$

Dar cantitatea mN_L este egală cu masa moleculelor pe care le conţine 1 cm³, adică este egală cu densitatea ϱ a gazului. De aici rezultă

$$p=\frac{\varrho u^2}{3}$$

Scanned with OKEN Scanner

respectiv, dacă se ia $\varrho=\frac{1}{v}$, se obţine

$$pv=\frac{u^2}{3}.$$

În modul acesta am obţinut *legea Boyle-Mariotte*, deoarece, evident, viteza n u d e p i n d e d e v o l u m. Mai ştim că $pv=\frac{RT}{M}$, de unde, împreună cu ultima ecuaţie de mai sus, rezultă

$$\frac{u^2}{3}=\frac{RT}{M}$$

şi deci

viteza medie pătratică este: $$\boxed{u=\sqrt{\frac{3\,RT}{M}}}. \qquad (45)$$

Exemplu. Să se calculeze viteza medie pătratică a moleculelor de oxigen, de hidrogen şi de vapori de iod ($M=253{,}8$ g/mol) la 20°C.

Pentru oxigen se obţine

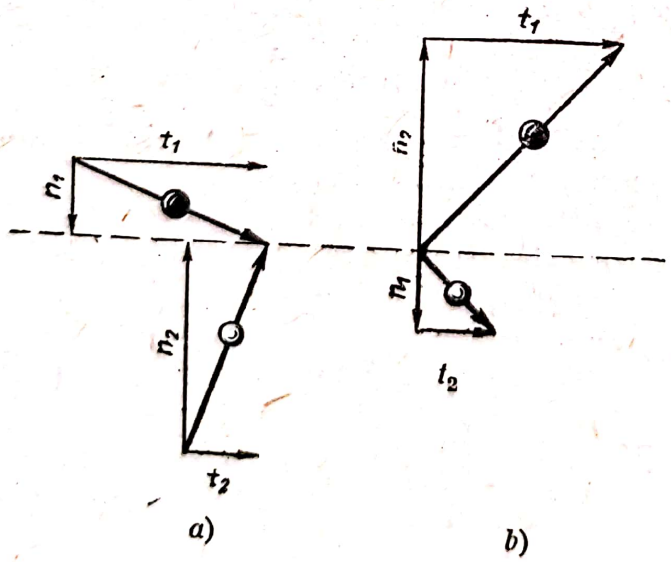
$$u=\sqrt{\frac{3\cdot 8{,}315\cdot 10^7\ \text{erg}\cdot\text{mol}\cdot 293\ \text{grd}}{\text{mol}\cdot\text{grd}\cdot 32\ \text{g}}}=478\ \text{m/s}.$$

Pentru hidrogen, aceeaşi formulă dă $u=1\,912$ m/s, respectiv pentru vaporii de iod $u=170$ m/s.

10.2.2. Distribuţia vitezelor

Din cauza ciocnirilor neîncetate, moleculele capătă c e l e m a i d i f e r i t e v i t e z e.

În cazul de faţă este vorba de *ciocniri oblice* ale unor mase egale, în care d i r e c ţ i a c i o c n i r i i nu coincide cu dreapta ce uneşte centrele sferelor (fig. 118). Impulsurile se pot descompune în cîte o componentă tangenţială şi una normală; componentele tangenţiale rămîn neschimbate după ciocnire, pe cînd cele normale (vezi vol. I, 5.72) se schimbă între ele. Dacă după ciocnire se compun din nou cele două componente, se constată că impulsurile şi-au modificat atît d i r e c ţ i a c î t ş i m ă r i m e a. După nu număr considerabil de ciocniri succesive pot lua naştere atît viteze foarte mari cît şi foarte mici. Prin urmare, în medie, din numărul enorm de molecule, cele care vor avea o anumită viteză vor reprezenta un anumit procent din numărul total.



a) b)

Fig. 118. Ciocnirea oblică a două molecule: *a)* înainte de ciocnire; *b)* după ciocnire.

Scanned with OKEN Scanner

Pe baza unor considerente ce ţin de domeniul teoriei probabilităţilor, Maxwell a reuşit să calculeze fracţiunea de molecule dN/N din numărul total N de molecule, care au vitezele cuprinse între v şi $v+dv$, dacă se dă viteza medie pătratică u.

Distribuţia vitezelor după Maxwell ascultă de relaţia:

$$\boxed{\frac{dN}{N}=\sqrt{\frac{54}{\pi}}\cdot\frac{v^2}{u^3}\,e^{-\frac{3v^2}{2u^2}}\,dv}. \qquad (46)$$

În cazul oxigenului rezultă o viteză pătratică medie $u=47\,600$ cm/s. Dacă vrem să ştim cîte molecule au o viteză cuprinsă între 30 000...40 000 cm/s, trebuie să introducem în formulă în loc de v, valoarea medie 35 000, iar pentru dv „lăţimea intervalului“ 40 000 − 30 000 = 10 000. Rezultă

$$\frac{dN}{N}=\frac{4{,}146\cdot 35\,000^2}{47\,600^3\cdot e^{\frac{3\cdot 35\,000^2}{2\cdot 47\,600^2}}}\cdot 10\,000=0{,}209\approx 20{,}96\ \%.$$

În modul acesta se găsesc datele care figurează în următoarea tabelă:

Vitezele moleculare [cm/s] în oxigen, la 20° C, între			$\frac{dN}{N}$ [%]
0	şi	10 000	0,95
10 000	şi	20 000	7,48
20 000	şi	30 000	15,99
30 000	şi	40 000	20,96
40 000	şi	50 000	20,38
50 000	şi	60 000	15,68
60 000	şi	70 000	9,88
70 000	şi	80 000	5,19
80 000	şi	90 000	2,31
90 000	şi	100 000	0,87
Total			99,69%

În reprezentare grafică, rezultă o curbă asimetrică (fig. 119). Din această curbă se vede că viteze mici,

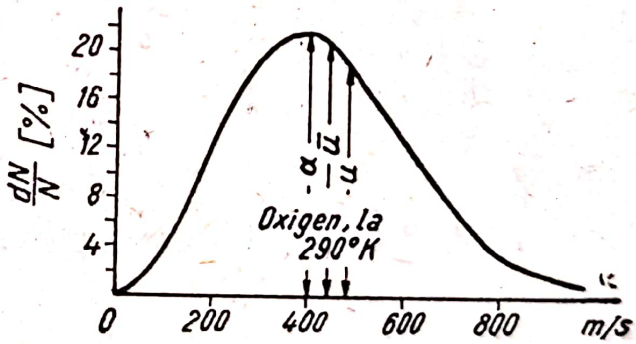
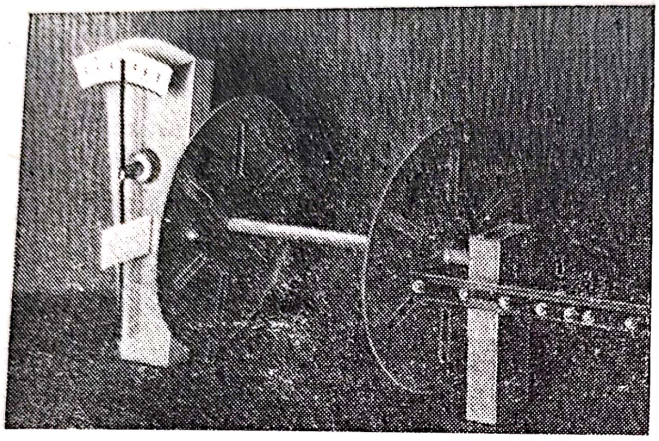


Fig. 119. Frecvenţa relativă a vitezelor moleculare pentru oxigen la 20°C.

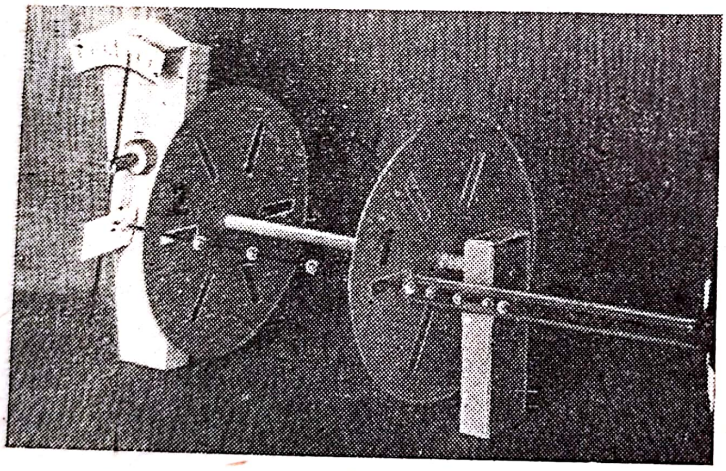
respectiv viteze extrem de mari, au puţine molecule. *Cea mai probabilă viteză* α (care corespunde maximului curbei), în cazul de faţă, are valoarea 40 000 cm/s; ea este mai mică decît viteza pătratică medie u. Între viteza cea mai probabilă şi viteza pătratică medie se află

viteza medie: $\boxed{\bar{u}=0{,}921\ u}$. (47)

Între valoarea medie $\bar{u}$ și u [conform cu (45), rădăcina pătrată din u^2] există o diferență ce rezultă din calcul; acest fapt se poate demonstra cu ajutorul unui exemplu numeric. Media aritmetică a numerelor 3 și 7 este 5. Media pătratelor este $\frac{9+49}{2}=29$, iar rădăcina pătrată a acestui număr este 5,39.



a)



b)

Fig. 120. Schema dispozitivului de măsurare a vitezelor moleculare.

Valorile calculate au fost confirmate perfect prin experiențe cu *raze moleculare*. Între două discuri cu fante, legate solidar, care se rotesc în vid, se introduce un curent de gaz sub presiune foarte joasă (fig. 120). Dacă discurile ar sta pe loc, moleculele care se găsesc în mișcare ar putea trece n e s t i n g h e r i t e d r e p t î n a i n t e prin fantele corespunzătoare ale ambelor discuri, iar impulsul lor s-ar transmite la un aparat de măsurat. Cînd discurile se rotesc, raza de molecule care trece prin fanta 1 n u m a i î n t î l n e ș t e fanta 2 î n l o c u l d e m a i î n a i n t e, deoarece între timp discul respectiv s-a rotit. Numai dacă se mărește turația în mod corespunzător, moleculele pot trece prin fanta următoare către aparatul de măsurat. Prin variația turației se pot măsura fracțiunile de molecule ce au anumite viteze (fig. 119, 120).

Exemple. 1. Să se calculeze vitezele medii ale moleculelor de hidrogen, oxigen și iod, luîndu-se ca bază exemplul de la p. 99 și folosind formula (47).

Pentru oxigen se obține: $\bar{u}=0{,}921\cdot 478$ m/s=440 m/s. În mod analog pentru hidrogen $\bar{u}=1\,761$ m/s, iar pentru iod $\bar{u}=157$ m/s.

2. Întrucît în distribuția vitezelor moleculelor este p o s i b i l să se întîlnească valori extrem de ridicate, s-ar putea concepe cazul favorabil cînd, din întîmplare, ciocnirile în același sens s-ar cumula, astfel că impulsul unei singure molecule ar putea fi suficient pentru dezintegrarea ei. Faptul că încă nu s-a observat acest fenomen se datorește probabilității mici de realizare a condiției de mai sus; totuși această probabilitate se poate calcula cu ușurință prin substituirea unei valori mari a lui v în formula (46).

Scanned with OKEN Scanner

10.3. Mișcarea moleculară și căldura

10.3.1. Energia moleculară și temperatura

Ecuația (45) poate fi transpusă și sub forma $\frac{Mu^2}{2}=\frac{3}{2}RT$. Aceasta înseamnă că

energia cinetică medie a moleculelor tuturor gazelor are aceeași valoare la aceeași temperatură.

Există numai această energie cinetică, nu și o energie potențială, astfel încît expresia de mai sus reprezintă energia internă totală U a unui gaz. Deci, cu alte cuvinte, energia internă a unui gaz perfect depinde numai de temperatură.

Rezolvată în raport cu T, ultima ecuație dă

$$\boxed{T=\frac{2U}{3R}}. \qquad (48)$$

Astfel se dezvăluie natura reală a *temperaturii:*

temperatura absolută este o măsură a energiei interne a unui gaz.

Ceea ce în viața de toate zilele numim căldură corespunde în realitate energiei cinetice moleculare a unui corp.

10.3.2. Reprezentarea molecular-cinetică a căldurii specifice

Conform cu (48), energia internă a unui kilomol dintr-un gaz este $U=\frac{3RT}{2}$. Să presupunem că această energie la 0°K este egală cu zero. Urmează că pentru fiecare grad de încălzire trebuie să se comunice gazului energia $\frac{3}{2}R$. Dar aceasta nu este altceva decît căldura specifică la volum constant.

Ca atare,

căldura molară la volum constant a tuturor gazelor monoatomice este:

$$\boxed{C_v=\frac{3}{2}R}=2{,}98 \text{ kcal/kmol} \cdot \text{grd}. \qquad (49)$$

Valoarea ei numerică rezultă din următorul calcul:

$$\frac{3 \cdot 848 \text{ kgf} \cdot \text{m} \cdot \text{kcal}}{2 \cdot 427 \text{ kgf} \cdot \text{m} \cdot \text{kmol} \cdot \text{grd}}=2{,}98 \text{ kcal/kmol} \cdot \text{grd}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru heliu, această valoare se referă la 1 kmol=4 kg. Pentru a putea face comparație cu tabela de gaze, vom converti această valoare în kcal/kg·grd și vom obține

$$\frac{2{,}98 \text{ kcal}\cdot\text{kmol}}{4 \text{ kg}\cdot\text{kmol}\cdot\text{grd}} = 0{,}74 \text{ kcal/kg}\cdot\text{grd}.$$

Conform cu (18), obținem mai departe

$$C_p = C_v + R = \frac{3}{2}R + R = \frac{5}{2}R = 4{,}97 \text{ kcal/kmol}\cdot\text{grd} \text{ și } \varkappa = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3} = 1{,}67.$$

Micile abateri de la valorile din tabelă provin din faptul că în realitate gazele nu sînt perfecte.

Se poate, de asemenea, stabili cu ușurință care este energia pe care o absoarbe o moleculă oarecare de fiecare grad de încălzire. Conform cu (49), ea este $E = \frac{3R}{2N_A}$.

Constanta gazelor pe fiecare moleculă se numește

constanta lui Boltzmann: $\boxed{k = \frac{R}{N_A}} = 1{,}380 \cdot 10^{-16}$ erg/grd.

Pentru a trage alte concluzii, însă, trebuie să se țină seamă și de *configurația* moleculelor. Moleculele gazelor nobile și ale vaporilor de metal sînt monoatomice. Se poate presupune că ele au formă sferică.

La moleculele cu doi atomi apare un fenomen nou. Aceste molecule nu se pot mișca numai drept înainte (*translație*), ci, fiind corpuri în formă de halteră, în același timp se pot roti în jurul a două axe perpendiculare între ele. Desigur, și o sferă se poate roti, însă din cauza momentului său de inerție foarte mic, energia cinetică corespunzătoare este neglijabilă. Orice posibilitate de mișcare a unui corp se numește *grad de libertate*. Translația comportă trei grade de libertate, adică trei posibilități de mișcare după cele trei axe de coordonate ale spațiului. Clausius și Maxwell au descoperit principiul *echipartiției energiei*.

Principiul echipartiției energiei: *energia comunicată unui corp se repartizează uniform pe toate gradele de libertate.*

Conform acestui principiu, și pornind de la ecuația (49), căldura molară pe fiecare grad de libertate este $\frac{R}{2}$. Întrucît o moleculă cu doi atomi (fig. 121) are în total cinci grade de libertate (trei de translație și două de rotație),

căldura molară a tuturor gazelor biatomice este:

$$\boxed{C_v=\frac{5}{2}R}=4{,}97 \text{ kcal/kmol·grd.}$$
$$\boxed{C_p=\frac{7}{2}R}=6{,}96 \text{ kcal/kmol·grd.} \qquad (49\ a)$$

și deci $\varkappa=\frac{7}{5}=1{,}4$.

Comparînd aceste valori cu cele obținute experimental, se constată că ele coincid, ceea ce dovedește că toate ipotezele făcute asupra mecanismului mișcării moleculare sînt juste.

La temperaturi înalte, căldura molară a tuturor gazelor biatomice crește. Aceasta se explică prin faptul că apare un grad de libertate în plus, și anume, oscilația atomilor care formează molecula. În cazul moleculelor cu mai mult de doi atomi fenomenele sînt mai complicate.

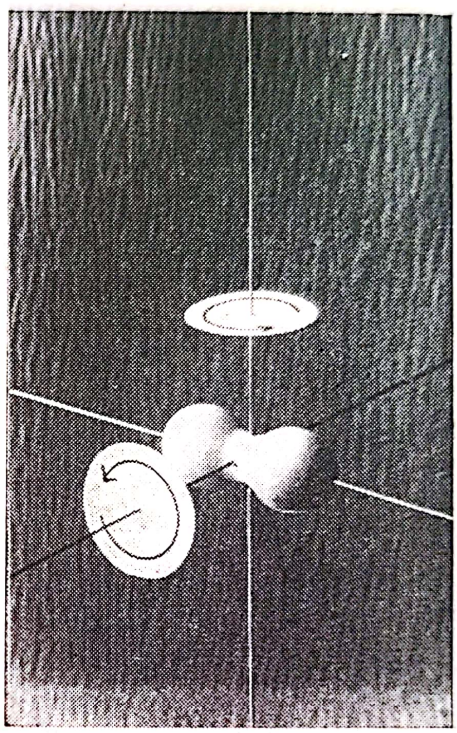


Fig. 121. Cele două grade de libertate datorite rotației ale unei molecule în formă de halteră (cu doi atomi).

Atomii corpurilor solide execută oscilații elastice în jurul punctelor fixe ale rețelei lor. Acestea sînt *oscilații liniare*, cărora le corespunde, în afară de energia cinetică, o cantitate de energie egală cu energia potențială. Prin urmare

căldura molară a corpurilor solide este:

$$\boxed{C_v=2\cdot\frac{3}{2}R=3R}=5{,}96 \text{ kcal/kmol·grd.} \qquad (49\ b)$$

Se înțelege de la sine că pentru calcule practice nu se iau valorile teoretice, ci cele stabilite experimental. Micșorarea căldurii molare pe măsură ce temperatura scade, în special în apropiere de zero absolut, nu poate fi explicată prin teoria cinetică a gazelor. În această privință, numai *teoria cuantelor* aduce noi lămuriri.

Exemplu. Să se calculeze cu formula (49 b) căldura molară a cuprului.

Deoarece 1 kmol cupru este egal cu 63,6 kg, rezultă

$$C_v=\frac{5{,}96 \text{ kcal·kmol}}{\text{kmol·grd·}63{,}6 \text{ kg}}=0{,}094 \text{ kcal/kg·grd (măsurat}=0{,}092).$$

Scanned with OKEN Scanner

10.4. Numărul de ciocniri și drumul liber mijlociu

În timpul deplasării sale prin mulțimea moleculelor de gaz, o moleculă suferă numeroase ciocniri. *Numărul mediu de ciocniri pe secundă* se poate determina foarte simplu. În momentul ciocnirii, centrele celor două molecule de raze r se găsesc la distanța $d=2r$ unul de altul (fig. 122 *a*). De aceea se va produce o ciocnire de îndată ce centrul unei molecule A p ă t r u n d e în *secțiunea eficace* a moleculei B, reprezentată haşurat în fig. 122 *b*.

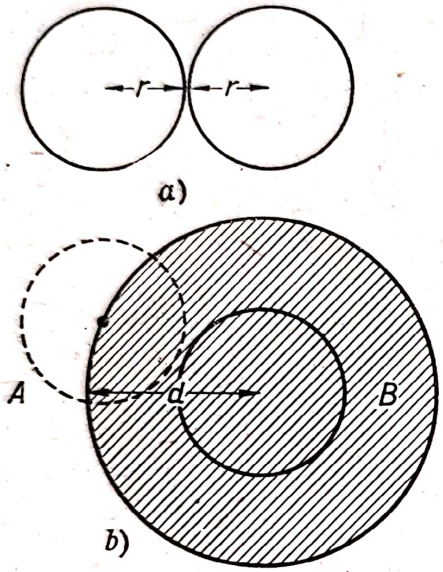


Fig. 122. Secțiunea eficace a unei molecule.

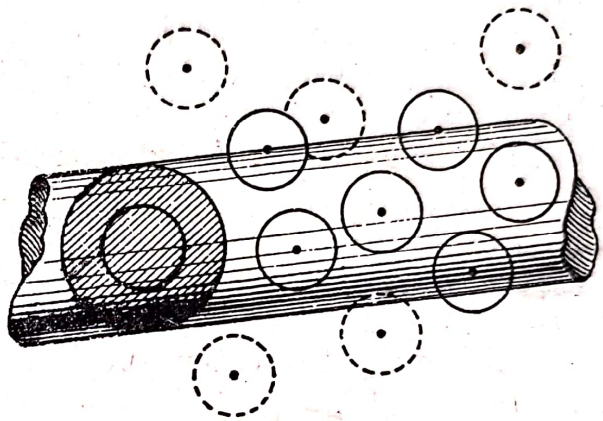


Fig. 123. Secțiunea eficace a unei molecule are efect asupra tuturor moleculelor desenate cu linie continuă, dar nu are efect asupra celor desenate punctat.

Să presupunem că toate moleculele, afară de B, sînt p u n c t i f o r m e și se găsesc permanent î n r e p a u s. Dacă molecula B se deplasează în spațiu, secțiunea sa eficace descrie un cilindru cu volumul $d^2\pi\bar{u}$ (fig. 123). Dacă 1 cm^3 de gaz conține N molecule, în acest cilindru se găsesc $d^2\pi\bar{u}N$ particule. O s i n g u r ă moleculă suferă în fiecare secundă $d^2\pi\bar{u}N$ ciocniri. Ținînd seamă că moleculele ciocnite n u s e a f l ă î n r e p a u s, ci posedă, conform legii lui Maxwell, toate vitezele posibile, rezultă dintr-un calcul mai precis

numărul mediu de ciocniri ale unei molecule, pe secundă: $\boxed{z=\pi\sqrt{2}\,d^2\,\bar{u}N}$ [1/s] (50)

în care $\bar{u}$ este viteza medie.

Într-o secundă, molecula parcurge o distanță egală cu $\bar{u}$ cm. Distanța parcursă între două ciocniri este egală, în medie, cu $\frac{\bar{u}}{z}$. Ea se numește

drum liber mijlociu și are valoarea: $\boxed{\lambda=\frac{1}{\pi\sqrt{2}d^2N}}$. (51)

Scanned with OKEN Scanner

Cunoscînd raza eficace d, se poate calcula cu uşurinţă drumul liber mijlociu. Drept exemple dăm următoarele valori:

Substanţa	O_2	N_2	H_2
Raza eficace	2,98	3,18	$2{,}47\cdot10^{-8}$ cm.

La 0°C şi 760 torr numărul de particule N este chiar numărul lui Loschmidt N (27.10^{18} particule pe cm^3). În alte condiţii trebuie să se calculeze mai întîi N. Dacă ţinem seamă că densitatea ϱ a unui gaz este egală cu produsul dintre masa m a unei molecule şi numărul N de particule într-un centimetru cub şi că, pe de altă parte, $\frac{p_1V_1}{T_1}=\frac{p_2V_2}{T_2}$, se obţine

$$\frac{p_1}{N_1mT_1}=\frac{p_2}{N_2mT_2},$$

iar de aici numărul de particule

$$N_2=\frac{N_1p_2T_1}{p_1T_2}.$$

Deoarece în formula (51) N se găseşte la numitor, rezultă că:

drumul liber mijlociu la temperatură constantă este invers proporţional cu presiunea.

Exemple. 1. Pentru hidrogen, drumul liber mijlociu, la 0°C şi 760 torr, este, conform cu (51),

$$\lambda=\frac{1\cdot10^{16}}{\pi\sqrt{2}\cdot2{,}47^2\cdot27\cdot10^{18}}=1{,}37\cdot10^{-5}\text{ cm}.$$

Ca atare, o moleculă de hidrogen suferă pe o distanţă de 1 cm aproape 100 000 ciocniri, din care cauză urmează o linie în zig-zag, foarte neregulată (vezi figura mişcării browniene în Vol. I, 8.1).

2. Numărul de ciocniri pe secundă, în cazul de mai sus, este:

$$z=\frac{\bar{u}}{\lambda}=\frac{17{,}5\cdot10^4\text{ cm}}{\text{s}\cdot1{,}37\cdot10^{-5}\text{ cm}}=12{,}8\cdot10^9/\text{s}$$

adică peste 10 miliarde ciocniri pe secundă.

3. Să se calculeze drumul liber mijlociu pentru hidrogen, la 20°C şi presiune 10^{-6} torr.

În acest caz numărul de particule N este:

$$N=\frac{27\cdot10^{18}\cdot10^{-6}\cdot273}{760\cdot293}=3{,}31\cdot10^{10}\text{ pe cm}^3$$

şi deci

$$\lambda=\frac{1\cdot10^{16}\text{ cm}}{\pi\sqrt{2}\cdot2{,}47^2\cdot3{,}37\cdot10^{10}}=1{,}11\cdot10^4\text{ cm}\approx100\text{ m}.$$

Scanned with OKEN Scanner

4. Viteza medie pătratică, conform cu (45), este 1 845 m/s, iar viteza medie, conform cu (47), este $\bar{u}=0{,}921 \cdot 1\ 845$ m/s$=1\ 700$ m/s. Prin urmare numărul de ciocniri pe secundă este

$$z=\frac{\bar{u}}{\lambda}=\frac{17 \cdot 10^4 \text{ cm}}{\text{s} \cdot 1{,}37 \cdot 10^{-5} \text{ cm}}=12{,}4 \cdot 10^9/\text{s},$$

adică peste 10 miliarde ciocniri pe secundă.

10.4.1. Manometrul electric

O aplicaţie importantă a proceselor cinetice din gaze sînt *manometrele* bazate pe conducţia termică, folosite la măsurarea presiunilor reduse din tehnica vidului. *Manometrul electric* conţine un fir metalic închis într-un tub de sticlă şi încălzit electric. Pierderile de căldură prin radiaţie nu depind de presiune, iar emisia de căldură prin convecţie în gaz încetează sub presiunea de 1 torr. Conductivitatea termică este proporţională cu presiunea p şi cu drumul liber mijlociu λ. La rîndul său λ este invers proporţional cu presiunea. De aceea conductivitatea termică la început este independentă de presiune. Îndată ce λ devine mai mare decît distanţa dintre firul de sîrmă încălzit şi peretele vasului, acest factor nu mai are nici o influenţă, iar conductivitatea termică începe să depindă de presiune. Atunci firul trebuie să se încălzească din ce în ce mai mult, pe măsură ce vidul este mai avansat. Rezistenţa electrică, care se măreşte în acest timp, se măsoară cu o punte Wheatstone. În loc de un simplu fir se poate folosi şi un cuplu termoelectric.

Scanned with OKEN Scanner

B. ACUSTICA

11. Ce este sunetul?

11.1. Cum se produce sunetul

Tot ceea ce se poate percepe cu auzul se numeşte *sunet*. În majoritatea cazurilor, cauza sunetului se recunoaşte uşor: corpurile în vibraţie comunică oscilaţiile lor aerului înconjurător; aceste oscilaţii se propagă sub formă de *unde sonore* şi în cele din urmă ajung la urechea noastră. Legile acusticii se încadrează în legile generale ale teoriei oscilaţiilor şi undelor (vezi vol. I). Există următoarea corespondenţă:

lungimea de undă (respectiv frecvenţa) — *înălţimea sunetului* (vezi 11.2)
forma oscilaţiilor — *timbrul* (vezi 14.2)
amplitudinea — *intensitatea sunetului.* (vezi 15.3)

Experienţă. Următoarea experienţă arată că propagarea sunetului nu este posibilă fără un mediu care să transmită vibraţiile. Luăm soneria electrică atîrnată de o bandă de cauciuc în interiorul unui clopot de sticlă aşezat pe platoul unei pompe de vid. Pe măsură ce scoatem aerul de sub clopot, sunetul soneriei devine din ce în ce mai slab şi, în cele din urmă, dispare complet. Numai un zbîrnîit uşor mai arată că puţină energie sonoră este transmisă la exterior de către suspensia de cauciuc.

11.2. Frecvenţa şi înălţimea sunetului

Frecvenţele înalte sînt percepute de ureche sub formă de *sunete simple înalte*, iar cele joase sub formă de *sunete grave*.

Legătura dintre înălţimea sunetului şi frecvenţă se poate demonstra cu ajutorul *sirenei cu găuri*, care constă dintr-un disc

Scanned with OKEN Scanner

cu mai multe serii de găuri echidistante asupra cărora suflă un curent de aer (fig. 124). Pe măsură ce turația discului crește, sirena produce sunete din ce în ce mai înalte.

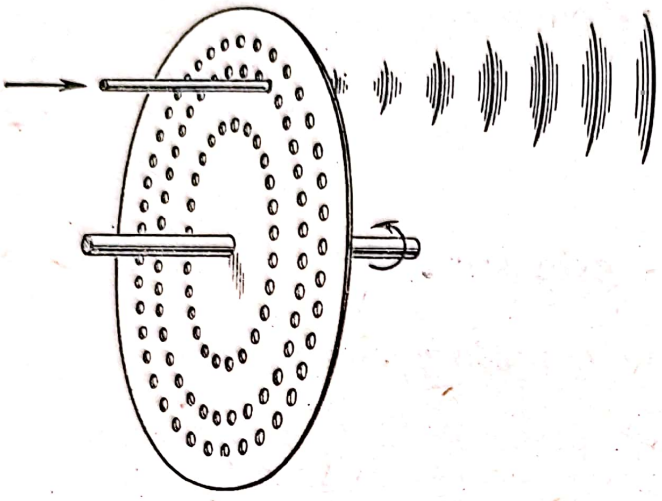


Fig. 124. Sirenă cu găuri.

Domeniul de frecvențe

Emițătorul de sunete	Domeniul de frecvențe, în Hz
Orgă	16,35···8372
Pian	27,50···3520
Vioară	196,0 ···2794
Sopran	261,6 ···1047
Tenor	130,8 ···523,3
Bas	87,31···349,2

Pentru acordarea uniformă a tuturor instrumentelor muzicale servește în prezent

sunetul normal de acordare (muzicală) $la_3 = 440$ Hz

stabilit în 1931 prin convenție internațională.

Mai înainte se utiliza așa-numitul diapazon vienez: $la_3^1 = 435$ Hz.

11.3. Clasificarea vibrațiilor acustice

Vibrațiile acustice din intervalul de frecvențe care se pot percepe cu urechea se numesc *sunete*. Acest interval cuprinde oscilații ale căror frecvențe variază de la 16 Hz pînă la 20 000 Hz. *Limita superioară a audibilității* coboară pe măsură ce omul înaintează în vîrstă. Beethoven a constatat că începe să surzească cînd n-a mai auzit sunetele foarte înalte emise de lilieci.

Vibrațiile cu frecvența superioară domeniului de audibilitate se numesc *ultrasunete* (vezi cap. 18), iar frecvențele sub 16 Hz *infrasunete* (vibrațiile clădirilor, trepidațiile mijloacelor de transport etc.).

Oscilația cea mai simplă din punct de vedere fizic, anume oscilația armonică, este percepută sub formă de *sunet simplu*. Sunetele muzicale propriu-zise sînt amestecuri de sunete simple, care se combină după anumite legi. Așa-numitele sunete simple ale instrumentelor muzicale nu sînt, în sens fizic, sunete simple, ci *sunete muzicale*.

Demonstrație. Același sunet produs succesiv de un pian, o vioară și un flaut, are un *timbru* cu totul diferit, datorită faptului că, pe lîngă un sunet fundamental se mai produc o serie întreagă de sunete simple secundare, numite *armonice*.

Amestecurile de sunete simple de compoziție neregulată se numesc *zgomote*. O senzație auditivă b r u s c ă și d e s c u r t ă durată se numește *pocnet*. Între aceste feluri de sunete sînt posibile numeroase forme de tranziție. O bătaie de tobă reprezintă un pocnet cu o anumită înălțime a sunetului. Sunetul unui motor care merge cu turație mare este un zgomot.

12. Propagarea sunetului

Distanța parcursă de undele sonore în fiecare secundă se numește *viteza sunetului*. Ea depinde numai de proprietățile mediului respectiv, nu și de frecvența oscilațiilor. Prin urmare, în același mediu, sunetele muzicale, infrasunetele și ultrasunetele au a c e e a ș i viteză.

Demonstrație. Dacă viteza ar depinde de frecvență, melodia unei muzici ascultate de la mare depărtare ar ajunge la ascultător cu totul deformată.

Experiențe. 1. Să observăm de la o depărtare mai mare un om care taie lemne cu toporul. De-abia cînd omul se pregătește să dea lovitura următoare se aude zgomotul toporului care a lovit lemnul.

2. Între fulger și tunet trece un timp considerabil. După întîrzierea (măsurată în secunde) cu care se aude tunetul se poate aprecia distanța la care au loc descărcările electrice din atmosferă.

3. Pentru a măsura aproximativ viteza sunetului în aer, se poate trage un foc cu pistolul. Un observator care se găsește la o oarecare depărtare stabilește cu un cronometru intervalul de timp scurs între momentul cînd apare fumul la gura țevii și momentul cînd aude pocnitura.

Viteza sunetului în aer, la 14°C, *este:* $c = 340$ m/s

Viteza sunetului în diferite medii se poate calcula pe baza următoarelor raționamente.

12.1. Viteza sunetului în corpurile solide

Pentru a găsi această viteză, să considerăm propagarea unei *unde* longitudinale, provocate de o *ciocnire*, printr-o bară (fig. 125). Să lovim cu un ciocan capătul unei bare de lungime l și secțiune S. Conform cu 8.8.1, vol. I, rezultă o comprimare $\Delta l = \frac{Fl}{ES}$ (E —

modulul de elasticitate), astfel încît forţa care acţionează este $F=\frac{\Delta lES}{l}$. Această comprimare se deplasează sub formă de undă de-a lungul barei, cu viteza $c=\frac{l}{\Delta t}$. Cînd a ajuns la celălalt capăt al barei, comprimarea dispare, iar bara s-a deplasat în intervalul de timp Δt cu distanţa Δl. Viteza acestei translaţii este $c=\frac{\Delta l}{\Delta t}$. Întrucît bara era mai înainte în repaus, creşterea vitezei, adică acceleraţia imprimată barei, este $a=\frac{\Delta l}{(\Delta t)^2}$, iar forţa necesară în acest scop este

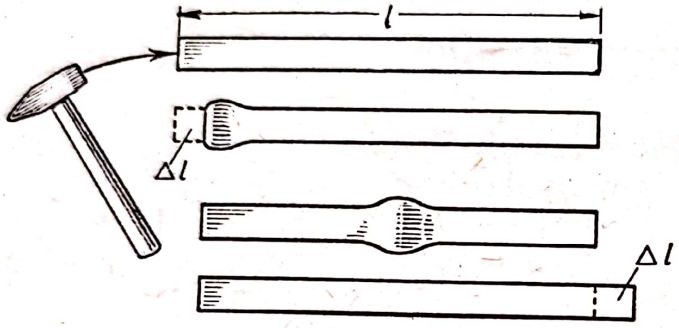


Fig. 125. Undă provocată de o ciocnire într-o bară.

$F=ma=\frac{\varrho lS\Delta l}{(\Delta t)^2}$, deoarece $m=\varrho lS$.

Egalînd cele două expresii pentru F, se obţine

$$\frac{\varrho lS\Delta l}{(\Delta t)^2}=\frac{\Delta lES}{l}.$$

Ţinînd seamă că $c=\frac{l}{\Delta t}$, rezultă $c^2=\frac{E}{\varrho}$ şi, deci,

viteza de propagare a undelor longitudinale în corpurile solide este: $\boxed{c=\sqrt{\frac{E}{\varrho}}}$. (52)

Viteza sunetului c în diferite corpuri solide, în m/s

Oţel	5 000	Sticlă	5 500
Granit	3 950	Plumb	1 300
Zidărie	3 480	Apă	1 485
Lemn	3 500...4 500	Bioxid de carbon (la 0° C)	258
Plută	500	Hidrogen (la 0° C)	1 261
Cauciuc	54	Aer (la 0° C)	331,6

Exemplu. În cît timp străbate un zgomot o conductă de cupru de 5 km lungime, dacă modulul de elasticitate este $E=1{,}2\cdot10^6$ kgf/cm², iar greutatea specifică a cuprului este 8,9 gf/cm³?

Scanned with OKEN Scanner

Substituind aceste valori numerice în (52), rezultă

$$c=\sqrt{\frac{1{,}2\cdot 10^9 \text{gf}\cdot 981\text{cm}^4}{\text{cm}^2\cdot 8{,}9\text{gf}\cdot\text{s}^2}}=3{,}6\cdot 10^5 \text{ cm/s}.$$

Din $c=\frac{s}{t}$ se găseşte $t=\frac{5\,000\text{ m}\cdot\text{s}}{3\,600\text{ m}}=1{,}39$ s.

12.2. Viteza sunetului în lichide

Dacă în loc de modulul E se ia coeficientul de dilataţie α, avem, conform cu (52),

$$c=\sqrt{\frac{1}{\alpha\varrho}}.$$

Coeficientul de dilataţie α îi corespunde la lichide şi gaze coeficientul de compresibilitate β (vezi vol. I, 9.21). El indică variaţia ΔV a volumului cînd presiunea se modifică cu Δp, raportată la unitatea de volum V. Prin urmare

$$\beta=\frac{1}{V}\cdot\frac{\Delta V}{\Delta p} \qquad (53\text{ a})$$

şi deci

viteza undelor longitudinale în lichide este: $\boxed{c=\sqrt{\frac{1}{\beta\varrho}}}$ (53)

La presiunea de 1 kgf/cm² şi temperatura de 20°C apa îşi micşorează volumul cu fracţiunea 0,000 048, astfel încît compresibilitatea β este egală cu $48\cdot 10^{-6}$ cm²/kgf. Dacă se substituie în (53) această valoare, precum şi densitatea raportată la centimetrul cub, se obţine $c=1\,430$ m/s. Valoarea măsurată este $c=1\,485$ m/s.

12.3. Viteza sunetului în aer

Din cauza marii viteze cu care se succed variaţiile densităţii gazelor, trebuie să se ia ca bază relaţia (p. 88) valabilă pentru procesele a d i a b a t i c e, de unde rezultă coeficientul de compresibilitate $\frac{1}{V}\cdot\frac{\Delta V}{\Delta p}=\frac{1}{\varkappa p}$. Conform cu (53 a), $\beta=\frac{1}{\varkappa p}$. Dacă se substituie această valoare în (53), se obţine

viteza sunetului în gaze: $\boxed{c=\sqrt{\frac{\varkappa p}{\varrho}}}$. (54)

Scanned with OKEN Scanner

Pe de altă parte, dacă se ia, conform cu relaţia (9 c), $\frac{p}{\varrho}=pv=\frac{RT}{M}$, se obţine

$$\boxed{c=\sqrt{\frac{RT\varkappa}{M}}}.$$

Prin urmare, într-un gaz *perfect* viteza sunetului depinde n u m a i d e t e m p e r a t u r ă, n u ş i d e p r e s i u n e.

La 0°C şi 700 torr=1,0133·10⁶ dyn/cm² viteza sunetului în aer este

$$c_0=\sqrt{\frac{1{,}4\cdot 1{,}0133\cdot 10^6\ \text{g}\cdot\text{cm}\cdot\text{cm}^3}{\text{cm}^3\cdot 0{,}001293\ \text{g}\cdot\text{s}^2}}=331{,}3\ \text{m/s}.$$

Experimental s-a măsurat valoarea $c_0=331{,}6$ m/s.

Dacă presiunea rămîne c o n s t a n t ă, densitatea scade, cînd temperatura creşte, conform cu (4): $\varrho=\frac{\varrho_0}{1+\alpha t}$. Substituind această valoare în (54), se obţine

viteza sunetului în aer la temperatura t: $\boxed{c=c_0\sqrt{1+\alpha t}}$ (55)

de unde rezultă aproximativ

$$\boxed{c=331{,}6+0{,}6t}\quad [\text{m/s}]\ ^1). \qquad (55')$$

Exemplu. Să se calculeze viteza sunetului în aer, la 20°C.
Formula (55') dă: $c=(331{,}6+0{,}6\cdot 20)$ m/s=343,6 m/s.

12.4. Viteza undelor transversale

Dacă se ciupeşte o coardă întinsă iau naştere unde t r a n s v e r s a l e. Viteza lor creşte cînd tensiunea F a coardei creşte şi scade cînd secţiunea S a coardei creşte. În formula (52) apare, în locul modulului E, tensiunea coardei $\frac{F}{S}$.

Viteza undelor transversale în coarde întinse este: $\boxed{c=\sqrt{\frac{F}{S\varrho}}}$. (46)

Exemplu. Un fir de telefon din cupru (γ=8,9 gf/cm³), cu secţiune de 6 mm², este întins cu o forţă de 8 kgf. Cu ce viteză se propagă un şoc aplicat perpendicular pe fir?

---

¹) Deoarece $c_0\sqrt{1+0{,}003\ 67\ t}\approx c_0(1+0{,}001\ 84\ t)=331{,}6+0{,}6\ t$.

Scanned with OKEN Scanner

Deoarece în acest caz nu este vorba de o undă longitudinală ci de una transversală, substituind valorile numerice de mai sus în (56), obţinem

$$c=\sqrt{\frac{8\ 000\ \text{gf}\cdot\text{cm}^3\ \ 981\ \text{cm}}{0{,}06\ \text{cm}^2\cdot 8{,}9\ \text{gf}\cdot\text{s}^2}}=38{,}4\ \text{m/s}.$$

Deci, undele transversale se deplasează cam de 10 ori mai încet decît undele longitudinale care se propagă prin acelaşi material. Un zgomot se propagă printr-un fir mult mai repede decît o vibraţie mecanică transversală.

12.5. Efectul Doppler

Cînd se apropie o locomotivă care fluieră sau un automobil de curse, se observă că înălţimea sunetului în momentul cînd vehiculul trece prin faţa observatorului scade cu o anumită cantitate. Acest fenomen se bazează pe mişcarea relativă a sursei sonore faţă de observator (Doppler, 1842). Putem distinge două cazuri.

1. **Sursa sonoră staţionară şi observatorul mobil** (fig. 126). Fie f_0 frecvenţa sursei sonore. Dacă observatorul se

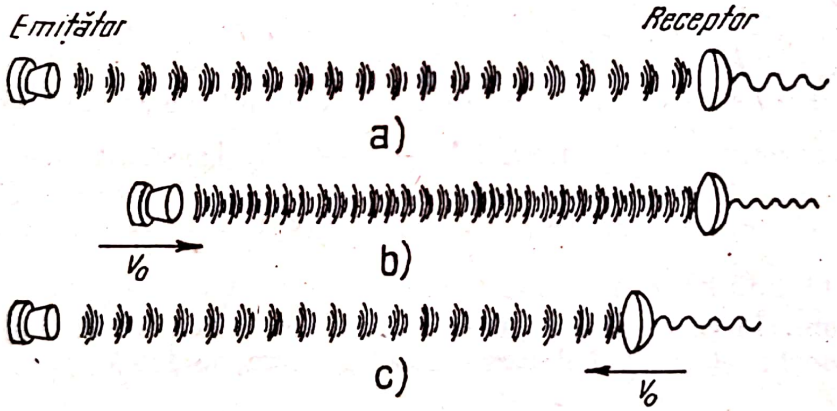


Fig. 126. Efectul Doppler:
a) emiţătorul şi receptorul sînt fixe; *b)* emiţătorul este mobil; *c)* receptorul este mobil

mişcă cu viteza v spre sursa sonoră, el recepţionează în fiecare secundă un număr suplimentar de unde egal cu $f'=\frac{v}{\lambda}$, astfel încît frecveţa percepută (deoarece $\lambda=\frac{c}{f_0}$; vezi teoria undelor, vol. I, 7.1) este $f=f_0+f'=f_0+\frac{f_0 v}{c}$. Observatorul recepţionează, deci, un ton cu frecvenţa mai înaltă.

Frecvenţa în cazul sursei fixe şi al observatorului mobil este:

$$\boxed{f=f_0\left(1\pm\frac{v}{c}\right)}. \qquad (57)$$

Scanned with OKEN Scanner

Semnul minus este valabil pentru cazul cînd observatorul se depărtează de sursa sonoră.

2. **Observatorul fix şi sursa sonoră mobilă.** La prima vedere, s-ar putea crede că rezultatul trebuie să fie acelaşi ca şi în cazul precedent. Dacă sursa se deplasează cu viteza v_0 s p r e observator, celor f_0 oscilaţii pe secundă le stă la dispoziţie nu spaţiul c, ci un spaţiu egal cu $c-v$. Lungimea de undă devine mai mică $\lambda=\frac{c-v}{f_0}$. Din cauză că $f=\frac{c}{\lambda}$, observatorul recepţionează în acest caz frecvenţa $f=\frac{cf_0}{c-v}$. Prin urmare,

frecvenţa în cazul sursei mobile şi al observatorului fix este: $\boxed{f=\frac{f_0}{1\mp v/c}}$ (58)

Pentru a sesiza clar diferenţa dintre cele două cazuri de mai sus, să presupunem mai întîi că o b s e r v a t o r u l s e d e p ă r t e a z ă de sursă cu viteza sunetului c. Atunci, conform cu (57), $f=f_0\left(1-\frac{c}{c}\right)=0$. El merge în pas cu sunetul şi nu va percepe nici un sunet. Însă dacă observatorul se apropie de sursă cu viteza sunetului, pentru el sunetul va avea o frecvenţă dublă, căci $f=f_0\left(1+\frac{c}{c}\right)=2f_0$.

Dacă s u r s a s e d e p ă r t e a z ă d e o b s e r v a t o r cu viteza sunetului, conform cu (58), rezultă $f=\frac{f_0}{1+c/c}=\frac{f_0}{2}$. În sfîrşit, dacă sursa se apropie de observator cu aceeaşi viteză, rezultă $f=\frac{f_0}{1-c/c}=\infty$ adică un sunet cu frecvenţă infinit de înaltă.

Exemplu. În ce raport se găsesc frecvenţele sunetului de 50 Hz produs de un automobil de curse cînd acesta trece cu viteza de 180 km/h prin faţa unui observator?

Conform cu (58), în timpul apropierii vehiculului, $f_1=\frac{50}{1-50/344}=$ $=58{,}5$ Hz, iar în timp ce vehiculul se depărtează, $f_1=\frac{50}{1+50/344}=43{,}7$ Hz. Raportul dintre frecvenţe este circa 4:3 (acest raport reprezintă o cuartă).

13. Generatoare de sunete

13.1. Coarde

Coardele întinse pot fi făcute să vibreze prin lovire (pian), c i u p i r e (ghitară, clavecin) sau f r e c a r e (vioară). Prin intermediul unui c ă l u ş, vibraţiile, care altminteri sînt aproape

Scanned with OKEN Scanner

imperceptibile, se transmit la o placă sau cutie de rezonanță. Cea mai simplă formă de instrument de acest fel este *sonometrul*, la care lungimea și tensiunea coardei se pot modifica cu ușurință (fig. 127).

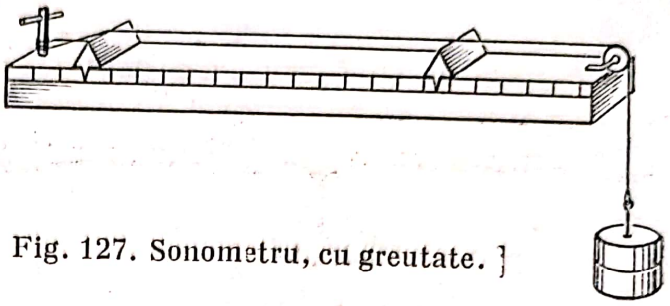


Fig. 127. Sonometru, cu greutate.

O coardă care vibrează este sediul unor unde staționare (vezi vol. I, 7.42). În cazul cel mai simplu, ventrul undei se găsește la mijlocul coardei. În dreptul celor două căluțe se află cîte un nod. Atunci, la lungimea l a coardei corespunde o jumătate de lungime de undă, astfel că $\lambda=2l$. Deoarece $\lambda f=c$, adică $f=\frac{c}{\lambda}$ (Vol. I, 7.1) substituind aici expresia lui c din (56), obținem

frecvența fundamentală a unei coarde întinse:

$$f=\frac{1}{2l}\sqrt{\frac{F}{S\varrho}} \qquad (59)$$

Exemple. 1. Cu ce frecvență fundamentală vibrează o coardă de oțel ($\gamma=7{,}8$ gf/cm³) de 1 m lungime și 1 mm² secțiune, dacă este întinsă cu o forță de 15 kgf?

Deoarece

$$\varrho=\frac{\gamma}{g}=\frac{7{,}8\ \text{gf}\cdot\text{s}^2}{\text{cm}^3\cdot 981\ \text{cm}}=0{,}007\ 95\ \text{gf}\cdot\text{s}^2/\text{cm}^4,$$

din (59), rezultă

$$f=\frac{1}{2\cdot 100\ \text{cm}}\sqrt{\frac{15\ 000\ \text{gf}\cdot\text{cm}^4}{0{,}01\ \text{cm}^2\cdot 0{,}007\ 95\ \text{gf}\cdot\text{s}^2}}=68{,}5\ \text{Hz}.$$

2. Din ce cauză iarna se aud adesea vibrînd fibrele telefonice întinse pe stîlpi?

Din cauza frigului, firele sînt întinse foarte mult, iar vîntul le face să vibreze (harfa eoliană din vechime).

3. La instrumentele muzicale, coardele pentru sunete profunde sînt în general mai groase decît cele pentru sunete înalte, căci din formula (59) rezultă că frecvențele joase se pot obține atît printr-o lungime mare a coardei cît și printr-o secțiune mare a lor.

4. Instrumentele cu coarde se acordează prin modificarea tensiunii F. Cînd se cîntă la astfel de instrumente, prin apăsarea cu degetul pe coarde, se modifică lungimea lor și astfel se modifică sunetul obținut.

13.2. Vergi și plăci

Se freacă puternic o vargă lungă de sticlă cu un dop umed despicat în două. Se produce atunci un sunet înalt, pătrunzător, care se datorește oscilațiilor longitudinale. Se mai poate freca și

un baston neted de lemn cu o cîrpă presărată cu sacîz. Figura 128 arată, mult exagerat, că în acest caz se formează la capetele vergii ventre. Nodul se găsește în mijloc, unde se poate chiar fixa varga fără a dăuna fenomenului. Prin urmare lungimea vergii cuprinde tocmai jumătate de lungime de undă. La vergile fixate la un capăt, capătul liber prezintă un ventru, iar lungimea vergii cuprinde un sfert de lungime de undă. Cînd varga este fixată la mijloc, din cauză că $l=\frac{\lambda}{2}$ și $f=\frac{c}{\lambda}$, formula (52) dă

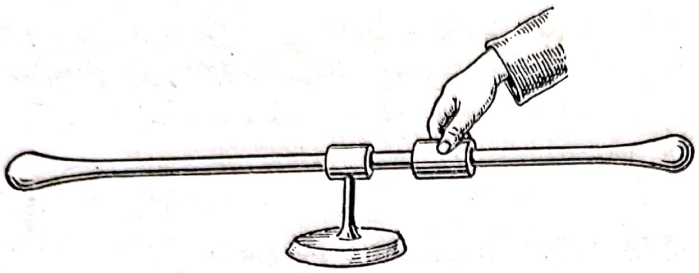


Fig. 128. Oscilațiile longitudinale ale unei vergi frecate (desenul este exagerat)

frecvența fundamentală a unei vergi care vibrează longitudinal:

$$f=\frac{1}{2l}\sqrt{\frac{E}{\varrho}} \qquad (60)$$

Prin comparare cu un diapazon reglabil sau cu un sonometru, se poate măsura frecvența f și se poate astfel calcula modulul de elasticitate E al barei. Formula $E=4l^2f^2\varrho$ care rezultă de aici este valabilă, firește, numai pentru vergi subțiri.

Vergile pot executa și oscilații de încovoiere, dar calculul lor este mai complicat. În modul acesta oscilează lamele elastice de oțel fixate la un capăt și diapazoanele (fig. 129). Frecvența este invers proporțională cu lungimea lamei.

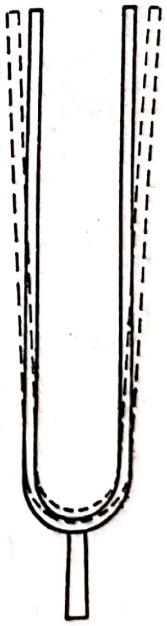


Fig. 129. Diapazon în vibrație.

Lamele și plăcile de cuarț excitate electric sînt folosite ca piese ce determină frecvența *ceasornicelor cu cuarț* și a emițătorilor de radio stabilizați cu cuarț. Dacă temperatura este bine reglată, ele se caracterizează printr-o frecvență extraordinar de constantă.

Plăcile încastrate pot vibra cu ușurință dacă le frecăm pe margine cu un arcuș. Înfățișarea undelor obținute depinde de modul cum este încastrată placa. În loc de noduri, aici se formează *linii nodale* aranjate regulat, de-a

lungul cărora nisipul presărat rămîne în repaus (*figurile lui Chladni*, fig. 130). Dacă se atinge cu degetul marginea plăcii, aceste linii îşi modifică forma.

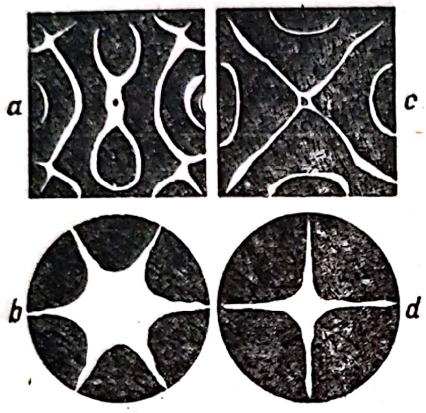


Fig. 130. Figurile lui Chladny.

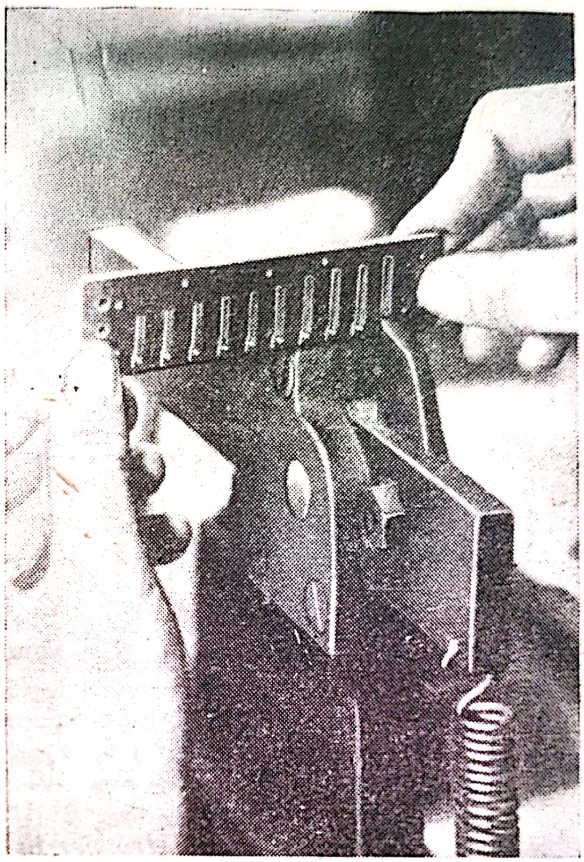


Fig. 131. Lamele elastice de oţel ale unei armonici se nituiesc.

Exemplu. Ce frecvenţă are o lamă de cuarţ fixată la mijloc, lungă de 10 cm (maximum de lungime care se poate realiza tenhic), care oscilează longitudinal, dacă $E=800\ 000$ kgf/cm^2, iar $\gamma=2{,}65$ gf/cm^3?

Conform cu (60), rezultă

$$f=\frac{1}{2\cdot 10\ \text{cm}}\sqrt{\frac{8\cdot 10^2\,\text{gf}\cdot\text{cm}^3\ 981\ \text{cm}}{\text{cm}^2\ 2{,}65\ \text{gf}\cdot\text{s}^2}}=27\,250\ \text{Hz}.$$

13.3. Coloane de aer

Coloanele de aer închise în tuburi vibrează. Apar unde staţionare; totdeauna la capătul d e s c h i s este un ventru, iar la capătul î n c h i s un n o d. *Tuburile sonore cu lamă vibrantă* au la partea inferioară o lamă de oţel sau o limbă (fig. 133). Prin suflarea în tub, lama intră în vibraţie, vibraţia se transmite coloanei de aer. La *tuburile sonore cu buză* (fig. 134), curentul de aer se loveşte de o *muchie* ascuţită şi se formează de ambele părţi ale acesteia, alternînd repede, vîrtejuri care se desprind de buza

Scanned with OKEN Scanner

tubului şi excită coloana de aer (fig. 132). La muştiucul unui tub sonor se găseşte totdeauna un ventru, iar la capătul opus alt ventru, dacă acesta este deschis. De aceea lungimea unui tub cuprinde

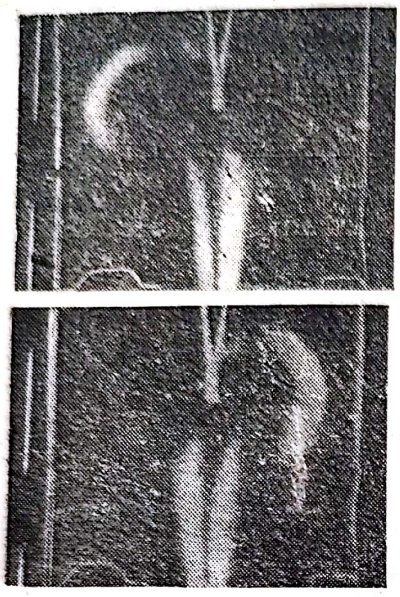


Fig. 132. Cum se produce sunetul în cazul unei muchii ascuţite.

Fig. 133. Tub sonor deschis cu lamelă.

Fig. 134. Tub sonor închis, cu buză.

exact o jumătate de lungime de undă $\frac{\lambda}{2}$. Dat fiind că $f\lambda = c$,

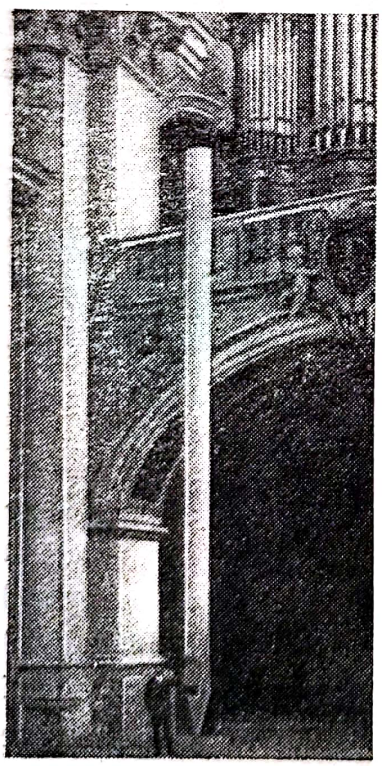


Fig. 135. Tub de orgă de 17 m lungime.

frecvenţa fundamentală a unui tub sonor deschis este: $\boxed{f = \frac{c}{2l}}$ (61)

în care l reprezintă lungimea tubului sonor.

La *tuburile sonore închise* (fig. 134), în partea superioară se formează un nod, din care cauză lungimea tubului cuprinde numai un sfert de lungime de undă.

Frecvenţa fundamentală a unui tub sonor închis este: $\boxed{f = \frac{c}{4l}}$ (62)

Interesant este *fluierul lui Galton* (fig. 137) pentru producerea de sunete puternice foarte înalte. Prin anumite deplasări ale pieselor lui, înălţimea tonului emis poate depăşi limita superioară a audibilităţii (se pot obţine pînă la 30 kHz). Undele sonore foarte

Scanned with OKEN Scanner

scurte care iau naştere pot fi puse în evidenţă cu ajutorul *tubului lui Kundt* (fig. 136).

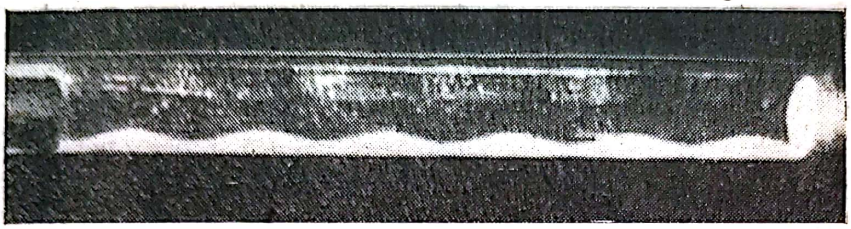


Fig. 136. Unde sonore staţionare într-un tub Kundt (puse în evidenţă cu ajutorul unui lichid).

Într-un tub de sticlă se introduce, sub forma unui strat subţire întins pe toată lungimea tubului, o cantitate de răzătură de plută fină, perfect uscată, după care se roteşte puţin tubul în poziţie orizontală, în aşa fel încît răzătura să nu alunece în jos pe peretele acestuia. Se aşază apoi fluierul lui Galton, acţionat de aer comprimat, în faţa orificiului tubului lui Kundt şi se deplasează la capătul opus al acestuia un mic piston pînă ce se formează în tub unde staţionare. Răzătura se aşază sub formă de dungi transversale, punînd în evidenţă nodurile şi ventrele. În modul acesta se poate măsura direct lungimea de undă sau, dacă se cunoaşte frecvenţa, viteza sunetului. Dacă se cunosc ambele mărimi, formula (54) dă o metodă importantă de determinare a lui $\varkappa$ (p. 127).

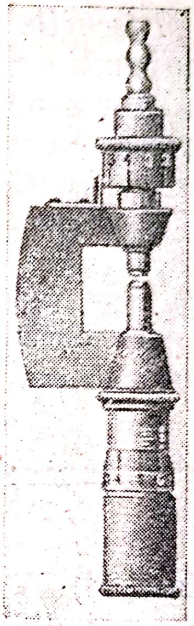


Fig. 137. Fluierul lui Galton:
M_1 — dispozitiv pentru modificarea lungimii tubului; M_2 — dispozitiv pentru modificarea curentului de aer.

Exemple. 1. Ce lungime trebuie să aibă un tub sonor cu limbă, ca să vibreze cu frecvenţa de 435 Hz?

Conform cu (61), pentru un tub deschis $l=\frac{344\ \text{m}\cdot\text{s}}{2\cdot 435\ \text{s}}=39{,}5$ cm. Pentru un tub închis, din (62) rezultă $l=\frac{344\ \text{m}\cdot\text{s}}{4\cdot 435\ \text{s}}=19{,}8$ cm.

2. Ce frecvenţă rezultă dacă se suflă transversal peste orificiul unei apărătoare de creion de 4 cm lungime?

Conform cu (62), avem $f=\frac{344\ \text{m/s}}{4\cdot 0{,}04}=2\,150$ Hz.

13.4. Gramofonul

Instrumentele muzicale, vocea omenească etc, pot fi considerate surse p r i m a r e de sunete. Ele au caracter propriu, individual, a cărui îngrijire atentă este o chestiune artistică şi culturală specială. Sursele s e c u n d a r e de sunete sînt *difuzoarele* electrice şi gramofonul (patefonul). De la ele se cere exact contrariul. Ele trebuie să reproducă sunetele în mod fidel, dar nu să le producă

Scanned with OKEN Scanner

singure. În timpul reproducerii, nici o bandă de frecvenţe nu trebuie să fie favorizată; lucrul acesta este îngreunat prin faptul că aparatele conţin ele însile piese care pot vibra.

Discurile de gramofon se imprimă în prezent prin intermediul unui *microfon*, curentul electric care pulsează în ritmul undelor sonore făcînd să vibreze electromagnetic un ac de safir. Acesta gravează, datorită devierilor sale laterale, un *şanţ* într-un disc de ceară (fig. 139). După acest disc se execută prin galvanoplastie un negativ, care serveşte la presarea discurilor obişnuite din comerţ. Şanţul este o reproducere grafică exactă a undelor sonore. Pentru reproducere se foloseşte un ac ce parcurge şanţul discului, care se roteşte (fig. 138). Vibraţiile acului se transmit fie unei membrane, fie unui difuzor, prin mijlocirea unei doze electromagnetice.

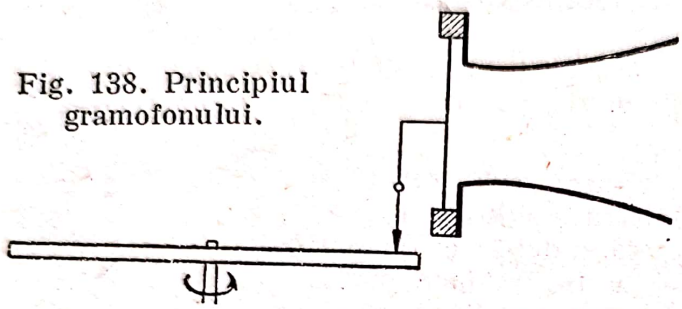
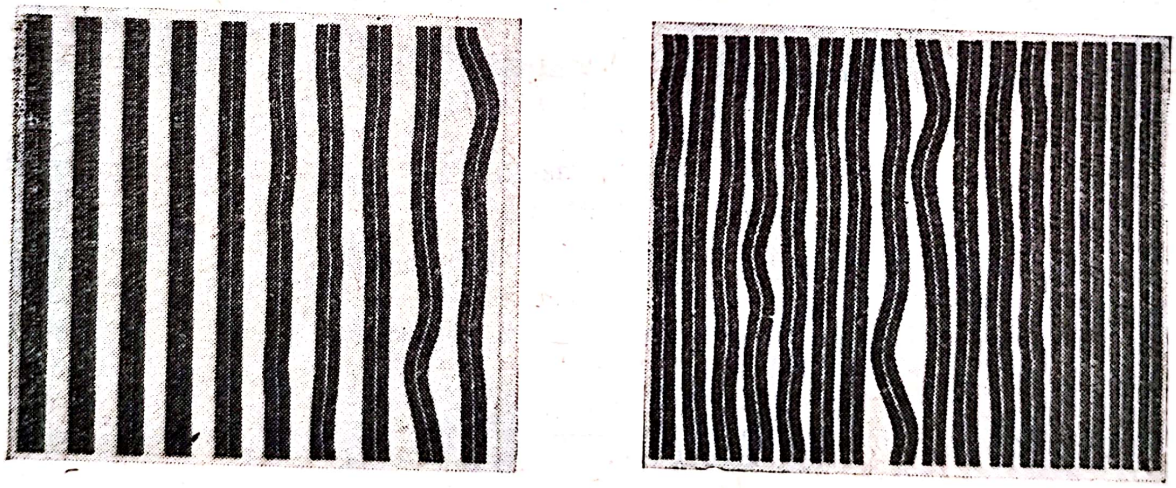


Fig. 138. Principiul gramofonului.

Fidelitatea sonoră a gramofonului care funcţionează pur mecanic este imperfectă. Astăzi el a fost înlocuit aproape complet de aparate a căror funcţionare se bazează pe fenomene electromagnetice.



a) *b)*

Fig. 139. Şanţurile de pe un disc de fonograf
a) disc obişnuit (la stînga, neimprimat; *b)* disc modern cu turaţie mică sau „microsillon“ (şanţurile se găsesc la distanţă foarte mică unul de altul, fără să se intersecteze).

Magnetofonul „conservă“ undele sonore prin magnetizarea unui fir subţire de oţel sau a unei *benzi* care conţine fier. La filmul sonor, sunetul este înregistrat pe cale electro-optică pe filmul de celuloid, alături de banda cu imagini.

Scanned with OKEN Scanner

14. Sunete simple şi sunete complexe

14.1. Game şi intervale

Ne putem mulţumi cu producerea de sunete simple doar cînd este vorba de claxoane sau de sirene. Însă în cazul producţiilor muzicale trebuie produse sunete cît mai bogate şi mai variate, care să dea împreună un efect p l ă c u t.

Dacă mai multe sunete simple sună împreună în mod plăcut, se vorbeşte despre *consonanţă*, iar dacă impresia generală este neplăcută se zice că avem *disonanţă*.

Încă din antichitate s-a constatat că două sunete *se armonizează*, adică sună în mod plăcut împreună (dau consonanţă), cînd frecvenţele lor se găsesc într-un r a p o r t s i m p l u, e g a l c u u n n u m ă r î n t r e g. Raportul dintre numărul de vibraţii a două sunete se numeşte *interval*. Intervalele c e l e m a i s i m p l e şi, deci, cele care sună mai plăcut sînt:

octavele la care raportul dintre frecvenţe este 2:1

cvintele la care raportul dintre frecvenţe este 3:2.

De exemplu cele patru coarde ale unei viori sînt acordate în c v i n t e.

Prin împărţirea octavei în intervale mai mici, se poate ajunge la o *gamă muzicală*. S-a căutat din totdeauna să se împartă gama în intervale cu sunete cît mai pure. Cele 7 sunete simple principale ale gamei muzicale actuale sînt

do re mi fa sol la si

Gama diatonică se construieşte respectîndu-se principiul fixării de intervale cu sunete cît mai pure, după cum se observă în tabloul următor.

Alcătuirea gamei diatonice

	do	re	mi	fa	sol	la	si	do
Raportul dintre frecvenţe	1	9/8	5/4	4/3	3/2	5/3	15/8	2
Intervalul (ambele raportate la sunetul fundamental do)	primă	secundă	terţă mare	cvartă	cvintă	sextă mare	septimă mare	octavă

La gama reprezentată aici, care se opreşte la octava sunetului fundamental, se pot racorda alte octave în sus şi în jos.

Scanned with OKEN Scanner

Sunetul „la“ care se găsește cu o octavă mai jos decît sunetul normal de acordare are o frecvență de numai 220 Hz, din cauza raportului 2:1 dintre frecvențe.

Pentru a se putea construi în această gamă lărgită de sunete simple alte game, începînd de la o r i c e sunet s-au introdus și *intervale de semiton*, numite do diez, re diez, fa diez, sol diez și la diez. În modul acesta ia naștere *gama cromatică*, care cuprinde, de la sunetul simplu fundamental pînă la octavă, 12 s e m i t o n u r i (fig. 140). Aceasta este gama cunoscută de oricine cîntă la pian, acordeon etc., baza întregii muzici moderne.

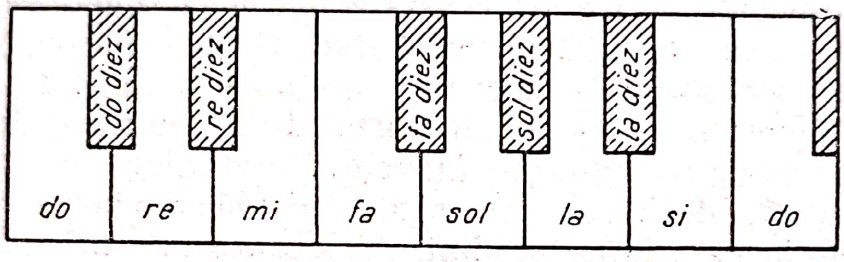


Fig. 140. Gama cromatică.

Prin extinderea gamei de sunete dincolo de octava simplă se ivește însă o contradicție internă. Principiul intervalelor cu sunetele cele mai pure nu se poate aplica în mod consecvent în gama muzicală extinsă.

Pentru acest motiv, la construcția instrumentelor muzicale (cam de pe vremea lui Johann Sebastian Bach) se folosește *acordarea temperată* la care fiecare semiton se găsește e x a c t î n a c e l a ș i r a p o r t d e f r e c v e n ț e față de semitonul următor. Dacă intervalul dintre două semitonuri este egal cu x, toate cele 12 semitonuri ale unei octave dau: $x^{12}=2$, de unde rezultă raportul pentru un

interval de un semiton: $\boxed{\sqrt[12]{2}:1=1{,}059\ 5:1.}$

Exemple. 1. Să se calculeze abaterea cvintei în acordare temperată față de cvinta absolut pură.

Întrucît cvinta cuprinde 7 semitonuri, rezultă în acest caz: $\sqrt[12]{7}=1{,}498$, față de $\frac{3}{2}=1{,}5$ la cvinta pură. Așadar, abaterea este aproape imperceptibilă.

14.2. Sunete complexe

O coardă întinsă vibrează astfel încît se formează unde staționare. După cum s-a arătat, însă (vol. I, 7.42), o coardă poate

cuprinde nu numai o singură lungime de undă, ci şi oricît de mulţi multipli întregi de jumătăţi de lungime de undă.

Experienţă. Se acordează coarda unui sonometru cu un diapazon. Un călăreţ mic de hîrtie pus pe coardă sare mereu jos de pe ea îndată ce se pune pe cutia sonometrului diapazonul care vibrează: aceasta este o consecinţă a rezonanţei. Dacă se prelungeşte coarda exact la dublu, tensiunea ei rămînînd aceeaşi, frecvenţa coardei, conform cu (59), scade la jumătate. Rezonanţa ar trebui să nu mai fie posibilă în acest caz. Totuşi, un călăreţ de hîrtie pus pe coardă în alt punct decît în mijlocul ei sare jos de pe ea. Dacă se pune călăreţul la mijloc, el stă liniştit pe locul său, ceea ce dovedeşte că în mijlocul coardei există un nod.

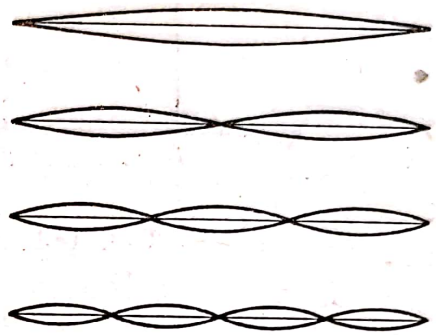


Fig. 141. Oscilaţia fundamentală şi armonicele unei coarde.

Prin urmare, experienţa ne învaţă, că o coardă poate vibra nu numai cu o anumită frecvenţă fundamentală, ci şi cu frecvenţe mai înalte (fig. 141). Mai mult, fiecare coardă efectuează o întreagă serie de oscilaţii cu diferite frecvenţe în acelaşi timp. În afară de *sunetul fundamental*, iau naştere o serie de *armonice*. Din legea undelor staţionare [1]) rezultă, pe de altă parte, că:

frecvenţele oscilaţiilor armonice superioare sînt multipli (întregi) ai frecvenţei oscilaţiei fundamentale.

Dacă de exemplu tonul fundamental al unui pian are frecvenţa de 440 Hz, armonicele superioare au frecvenţele 880, 1 320, 1 760 Hz. Sunetul compus al unui clarinet are circa 20 armonice, iar cornul de vînătoare are, la sunete mai grave, pînă la 30 armonice superioare.

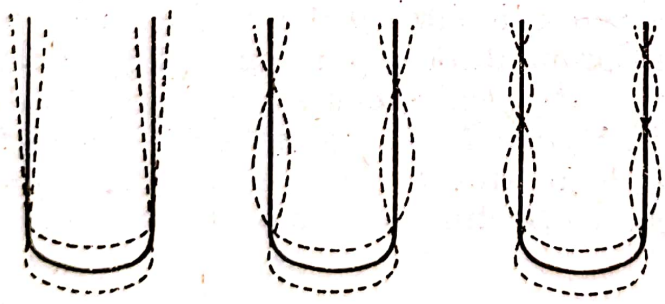


Fig. 142. Oscilaţia fundamentală şi oscilaţiile superioare (nearmonice) ale unui diapazon.

Sunetul fundamental împreună cu armonicele sale superioare formează, aşadar, un amestec de sunete. El se numeşte un *sunet complex*. Sunetele simple ale instrumentelor noastre muzicale sînt în realitate sunete complexe. În raport cu intensitatea relativă a armonicelor în sînul

[1]) Vezi vol. I, 7.4.2.

Scanned with OKEN Scanner

unui astfel de sunet compus ia naştere un *timbru* perfect determinat. Tocmai datorită acestui timbru se deosebesc diferitele instrumente muzicale între ele.

La flaut de exemplu sunetul fundamental este foarte pronunţat, în schimb armonicele superioare sînt slabe (fig. 143). Situaţia este inversă la clarinet, al cărui sunet fundamental este slab marcat, peste 50% din energia totală fiind reprezentată de armonicele superioare (fig. 144).

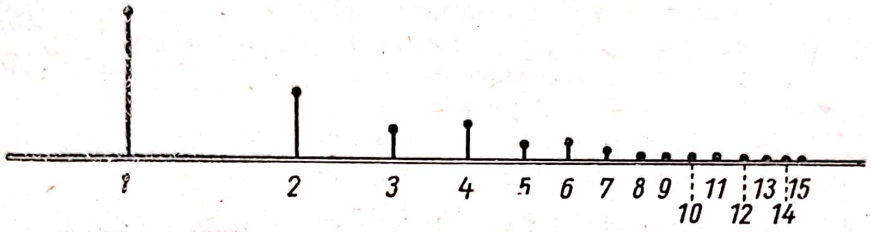


Fig. 143. Spectrul acustic al unui flaut.

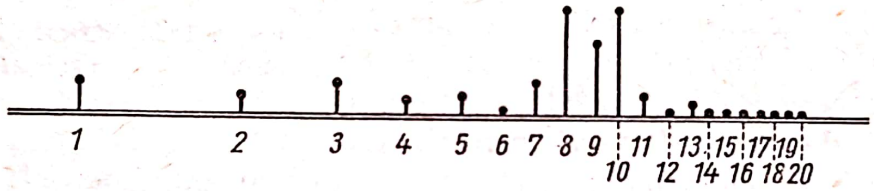


Fig. 144. Spectrul acustic al unui clarinet.

Timbrul este determinat de intensitatea relativă a sunetului fundamental şi a diferitelor armonice.

La vocalele glasului omenesc o singură armonică cu înălţimea absolută este hotărîtoare în fiecare caz în parte. La vocala *A*, această armonică are frecvenţa de circa 910 Hz şi nu depinde de faptul că este cîntată sau pronunţată pe un ton mai mult sau mai puţin înalt. Frecvenţa acestui *ton secundar* sau *formant* este determinată de poziţia gurii. Vocala *E* este formată de formanţii de 690 şi 1 950 Hz. Cercetările au arătat că este mai corect să se vorbească de o *regiune de formanţi*, din care fac parte mai multe sunete parţiale.

14.3. Oscilaţii cu bătăi

Dacă frecvenţele a două sunete care se produc simultan diferă doar puţin între ele, se aude un singur sunet, care pulsează repede ca un tril. O singură creştere şi scădere a intensităţii sunetului se numeşte *oscilaţie cu bătăi*.

Frecvența oscilațiilor cu bătăi este egală cu diferența dintre frecvențele sunetelor componente (vol. I, 6.8).

Cu cît oscilațiile cu bătăi au loc mai încet, cu atît cele două sunete componente concordă mai bine. Acesta este un mijloc excelent de a se acorda cît mai exact două sunete unul cu altul.

Experiență. Se iau două diapazoane identice și pe brațul unuia se fixează o mică greutate, astfel încît se produce un mic dezacord între diapazoane, aproape imperceptibil, cînd se ascultă separat sunetele produse de ele. Însă, dacă ambele diapazoane vibrează simultan, se aud clar oscilații cu bătăi.

Cînd frecvența oscilațiilor cu bătăi este mai mare, se produce o impresie acustică neplăcută, adică *o disonanță*.

Exemplu. Cîți hertzi are un sunet dacă împreună cu un al doilea sunet de 250 Hz dă o oscilație cu bătăi de 5 Hz?

Întrucît $f_b = f_1 - f_2$ sau $f_b = f_2 - f_1$, rezultă că $f_1 = 255$ Hz, respectiv 245 Hz.

14.4. Rezonanța

Adesea suprafața radiantă a generatorului de sunete propriu-zis, care vibrează de fapt foarte intens (de exemplu o coardă sau o lamă), este atît de mică încît nu se aude aproape nimic. Dacă se cuplează acest oscilator cu un corp de mărime suficientă, suprafața radiantă devine mult mai favorabilă, iar sunetul se amplifică în mod corespunzător.

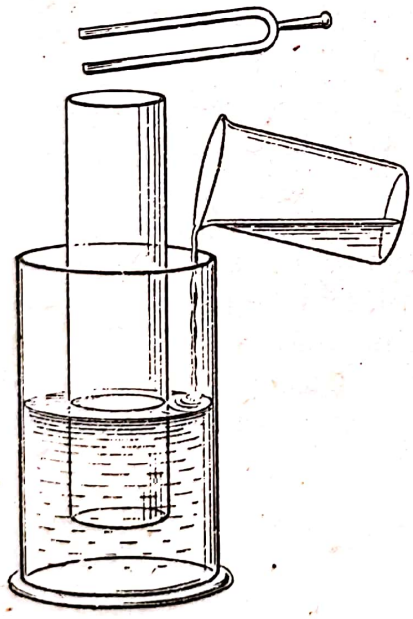


Fig. 145. Experiență de rezonanță.

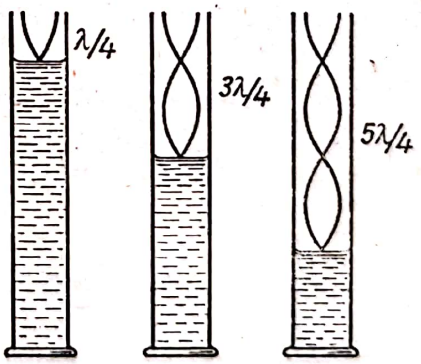


Fig. 146. Posibilitățile de rezonanță la aceeași înălțime a sunetului.

Așa stau lucrurile de exemplu în cazul membranei conice cuplate cu bobina oscilantă a unui difuzor.

În cazul *rezonanței* corpurile excitate încep să oscileze de la sine împreună cu excitatorul, ceea ce constituie încă un

Scanned with OKEN Scanner

mijloc de a face să se audă puternic generatoarele de sunet care radiază slab.

Rezonanța are loc cînd frecvența proprie a corpului excitat coincide cu aceea a sursei sonore.

Experiență. O sticlă de lampă se găsește într-un vas mare cu apă. Deasupra sticlei de lampă se ține un diapazon în vibrație și se mișcă sticla în sus și în jos, căutîndu-se poziția cea mai nimerită (fig. 145). La o lungime perfect determinată $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ a coloanei de aer, aceasta începe să răsune împreună cu diapazonul, iar sunetul se poate auzi bine în toată camera. Dacă tubul de sticlă care intră în rezonanță are o lungime mai mare, atunci se pot folosi și celelalte armonice superioare $\frac{3\lambda}{4}$, $\frac{5\lambda}{4}$ etc. (fig. 146).

De aceea diapazoanele se pun de preferință pe *cutii de rezonanță*, care sînt deschise la unul din capete și a căror lungime este egală cu un sfert din lungimea de undă a sunetului pe care-l produce diapazonul (fig. 147). Cutia de rezonanță are un efect analog cu acela al unui tub sonor.

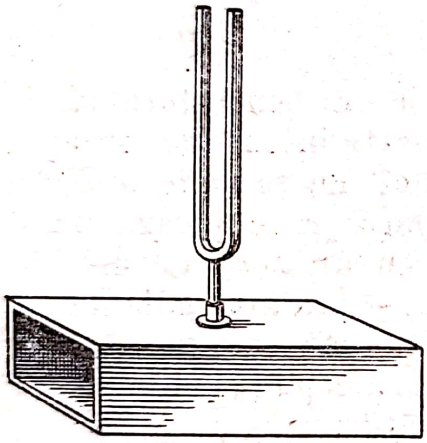


Fig. 147. Diapazon cu cutie de rezonanță.

Uneori rezonanța este un fenomen supărător. De exemplu, difuzoarele proaste au o frecvență proprie foarte pronunțată în intervalul de frecvențe audibile, așa încît acest sunet iese puternic în evidență, neîncetat și neplăcut.

Plăcile de rezonanță ale instrumentelor muzicale (de exemplu la vioară și pian) sînt de fapt niște plăci vibrante, întreaga lor suprafață radiind intens. Ele trebuie să fie constituite în așa fel, încît să radieze la fel de intens, dacă este posibil, toate sunetele. În funcție de frecvența excitatoare, liniile nodale

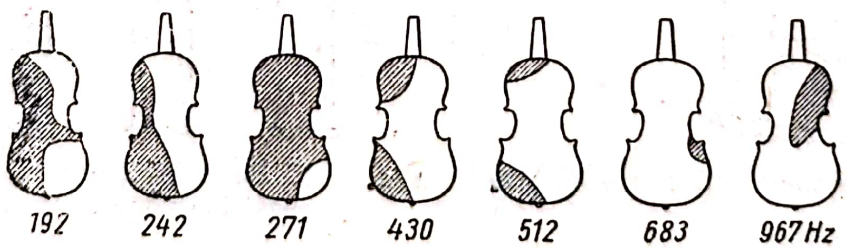


Fig. 148. Linii nodale pe corpul unei viori.

au configurații variate, din cauză că frecvența fundamentală se modifică în mod corespunzător (fig. 148).

Scanned with OKEN Scanner

O bună placă de rezonanţă reacţionează, aşadar, la cele mai diferite frecvenţe şi intervale de sunete.

Pereţii acustici în care se montează difuzoarele nu lucrează prin rezonanţă. Ceva mai mult, ei au ca scop să împiedice echilibrarea presiunilor care au loc dincolo de marginea difuzorului la tonuri joase (unde lungi).

Cu ajutorul fenomenelor de rezonanţă, Herman von Helmholtz (1821—1894) a reuşit, pentru prima oară, să studieze compoziţia sunetelor. El a folosit în acest scop o serie de *rezonatori*, adică de corpuri goale înăuntru cu cîte două orificii (fig. 150). Unul din aceste orificii este îndreptat spre sursa sonoră, iar celălalt se pune la ureche şi se observă în ce măsură rezonatorul răspunde la excitaţie în fiecare caz. Rezultatul unei astfel de *analize a sunetelor* este un *spectru acustic*, din care se pot deduce intensităţile relative ale diferitelor sunete simple ale unui sunet complex. Astăzi se folosesc în acest scop *spectrometre acustice*.

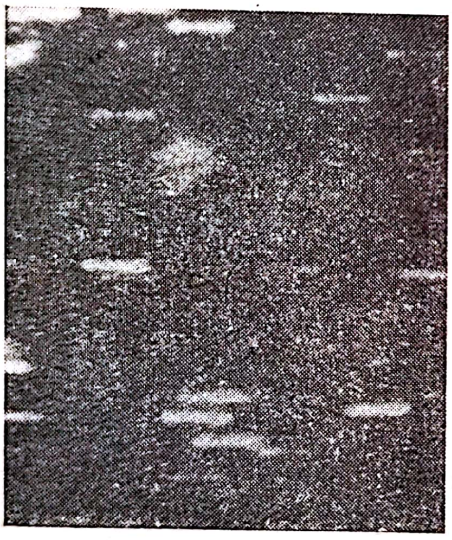


Fig. 149. Mişcarea unor particule de praf în cîmpul sonor.

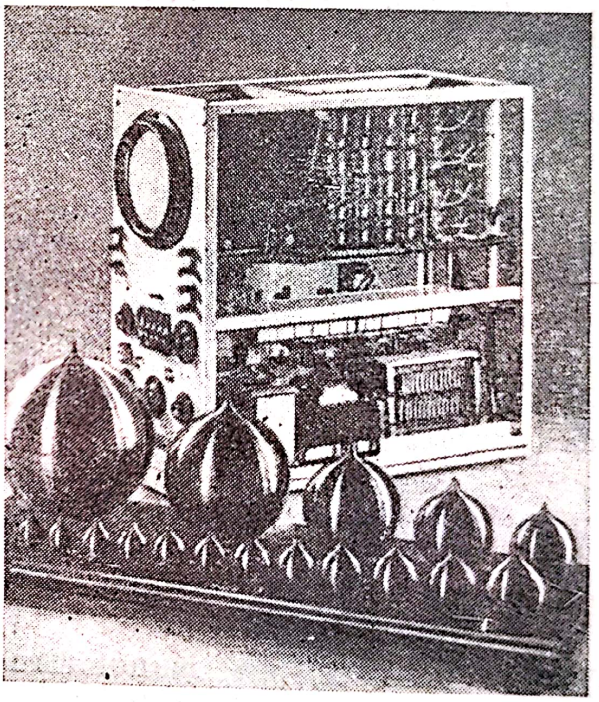


Fig. 150. O serie de rezonatori ai lui Helmholtz şi un spectrograf modern de frecvenţe acustice.

15. Cîmpul sonor şi parametrii săi

Spaţiul care este sediul unor unde acustice se numeşte *cîmp sonor*. Viteza sunetului, lungimea de undă şi frecvenţa nu sînt însă suficiente pentru caracterizarea unei senzaţii acustice.

Scanned with OKEN Scanner

15.1. Viteza de vibrație

Fiecare particulă de aer care este cuprinsă de o undă acustică execută în direcția razei, prin urmare longitudinal, oscilații în jurul poziției sale de repaus. Această mișcare poate fi pusă în evidență dacă se privesc la microscop particulele fine de praf plutind în aer și puternic luminate (fig. 149).

Viteza de vibrație este: *viteza unei particule oscilante oarecare la trecerea sa prin poziția de repaus.*

Conform cu vol. I, 6.1, rezultă că pentru toți oscilatorii armonici

viteza de vibrație este: $\boxed{u=\omega A=2\pi fA}$ [cm/s]. (63)

Ea exprimă, prin urmare, viteza maximă a unei particule oscilante și nu are nimic comun cu viteza de propagare a sunetului.

Pentru măsurarea vitezei vibrației se folosește *discul lui Rayleigh*. Un mic disc ușor, orientat oblic față de radiația sonoră, atîrnă de un fir subțire. Totalitatea particulelor oscilante produce același efect ca și curgerea unui fluid, care exercită o presiune nesimetrică asupra suprafeței oblice și provoacă un moment de torsiune, care orientează suprafața perpendicular pe direcția curgerii (a se compara cu imaginea curgerii din vol. I, 11.22). Unghiul de rotație este proporțional cu pătratul vitezei maxime de vibrație.

15.2. Presiunea sonoră

Comprimările și destinderile care se succed alternativ în ritm rapid provoacă variații de presiune tot atît de rapide, pe care, un manometru nu le poate înregistra din cauza marii lor frecvențe.

Presiunea sonoră este: variația maximă a presiunii în cursul unei perioade

$$\boxed{p=\varrho\, cu} \quad [\mu\,\text{bar}]. \tag{64}$$

Demonstrație. Introducînd coeficienții de compresibilitate (12.2) în formula (54) rezultă $c=\sqrt{\frac{V\,\Delta p}{\Delta V\,\varrho}}$, iar de aici $\frac{\Delta V}{V}=\frac{\Delta p}{\varrho\, c^2}$. Energia pe care o conține 1 cm³ de aer datorită undelor acustice se poate exprima atît ca valoarea maximă a energiei cinetice, cît și ca valoarea maximă a celei potențiale. Prima este egală cu $\frac{\varrho}{2}u^2$, iar cea de-a doua este egală cu lucrul mecanic de volum $\frac{\Delta V\,\Delta p}{2V}$, adică cu produsul variației ΔV a volumului și al

variației medii $\frac{\Delta p}{2}$ a presiunii, raportat la unitatea de volum. Deci, din $\frac{\varrho}{2} u^2 = \frac{\Delta V \Delta p}{2V}$, rezultă ecuația $\frac{\Delta V}{V} = \frac{\varrho u^2}{\Delta p}$. Egalată cu cea de mai sus, această ecuație dă $\frac{\varrho u^2}{\Delta p} = \frac{\Delta p}{\varrho c^2}$, de unde rezultă direct relația (64). Pentru simplificare, adesea presiunea sonoră se notează cu p în loc de Δp.

Cunoscînd vibrația măsurată cu ajutorul discului lui Rayleigh se poate calcula, folosind ecuația (64), presiunea sonoră. Acest procedeu este aplicabil pînă la o valoare a presiunii de circa 0,5 μbar. Cu ajutorul acestor măsurări se pot etalona instrumentele electrice (microfoane), care sînt mai indicate pentru scopuri practice.

Pentru *etalonarea microfoanelor* se pretează și *pistonfonul*. Acesta conține un piston acționat de un motor, care pulsează mecanic într-o cameră de presiune.

Conform cu explicațiile anterioare rezultă $\Delta p = \frac{\varkappa p \Delta V}{V}$. În cazul de față, p reprezintă presiunea atmosferică, V este volumul camerei de presiune, iar ΔV variația volumului provocată de piston, adică $\Delta V = a \cdot S$, în care a este amplitudinea mișcării pistonului. Așadar, se pot produce direct, prin procedee mecanice, presiuni sonore de anumite mărimi.

15.3. Intensitatea sonoră

Energia pe care o posedă fiecare centimetru cub de aer se numește *densitatea energiei* E a cîmpului sonor în punctul respectiv. Ea este egală cu energia cinetică maximă a masei de aer care oscilează.

Densitatea energiei sunetului este: $\boxed{E = \frac{\varrho}{2} u^2}$ [erg/cm³]. (65)

La limita dintre două medii cu densități diferite ale energiei apare o presiune dirijată într-un singur sens, și anume

presiunea radiației sonore: $\boxed{S = E}$ [dyn/cm²].

[A nu se confunda cu presiunea sonoră definită prin (64).]

Se vede că unitatea de măsură erg/cm³ se poate scrie și sub forma dyn/cm². O suprafață atinsă de undele sonore nu numai că oscilează, ci folosind o expresie foarte exagerată — este chiar încovoiată unilateral de către presiunea radiației.

Pe acest fenomen se bazează *radiometrul acustic* (fig. 151). Un mic disc ușor A este fixat la capătul unei pîrghii G, suspendată

Scanned with OKEN Scanner

orizontal de un fir subțire F. Discul A este deviat de presiunea sonoră și sucește firul. Energia sonoră se propagă cu viteza sunetului. Energia care trece în fiecare secundă prin unitatea de suprafață se numește

intensitate sonoră: $$\boxed{I=\frac{\varrho}{2}u^2c=2\varrho\pi^2f^2A^2c} \quad [\text{erg/cm}^2\cdot\text{s}] \quad (66)$$

sau [μW/cm^2], (10 erg/cm$^2\cdot$ s$=1\mu$W/cm^2).

Ea se poate exprima și cu ajutorul presiunii sonore din (64) și atunci se obține

$$\boxed{I=\frac{p^2}{2\varrho c}} \text{ sau } \boxed{I=\frac{pu}{2}} \quad (66\,a)$$

Legătura dintre viteza de vibrație și intensitatea sonoră are importanță între altele, la imprimarea *discurilor de gramofon* (vezi p. 135). Viteza de vibrație este în acest caz egală cu viteza acului care oscilează în șanțul discului. Dimensiunile acestui șanț se pot vedea în secțiunea din fig. 152, distanța dintre marginile a două șanțuri vecine fiind de 0,13 mm. În cazul cel mai defavorabil, devierile a două șanțuri învecinate se pot întîlni în mijlocul spațiului care le desparte. Prin urmare, amplitudinea oscilațiilor acului trebuie să fie de cel mult 0,065 mm. Dacă frecvența cea mai joasă care urmează a fi redată este de 50 Hz, rezultă de aici o viteză de vibrație de $\omega A=2\pi 50$ Hz$\cdot$0,006 5 cm$=$ $=$2,05 cm/s. Pentru a se realiza aceeași intensitate sonoră pentru toate frecvențele, viteza de vibrație trebuie

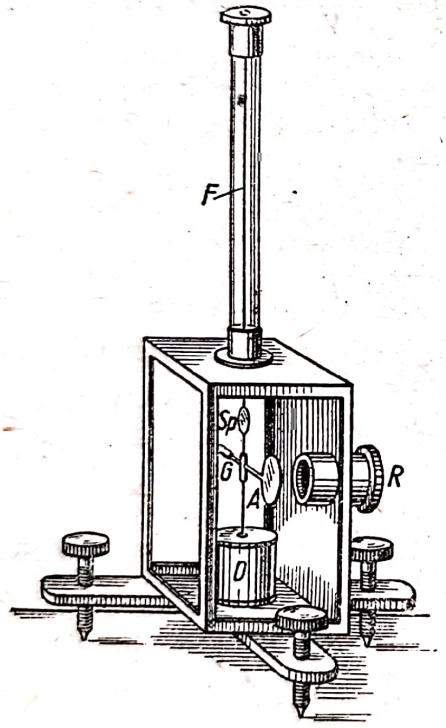


Fig. 151. Radiometru acustic.

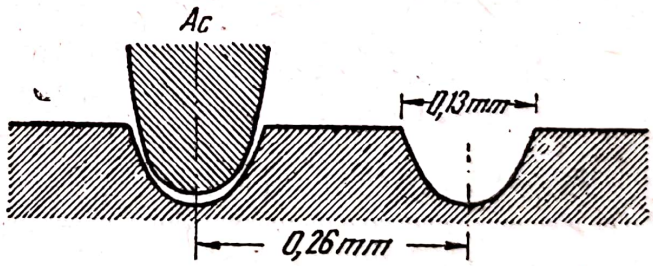


Fig. 152. Distanța dintre șanțurile unui disc normal de gramofon.

să aibă valoarea constantă 2,05 cm/s, deoarece, conform cu (66), I depinde numai de u. Pentru 500 Hz rezultă imediat o amplitudine $A=\frac{u}{\omega}=\frac{2{,}05}{2\pi 500}=0{,}000\,65$ cm, iar pentru 5 000 Hz o amplitudine de 0,000 065 cm. Această amplitudine, care scade la frecvențele înalte, are ca urmare apariția din ce în ce mai pronunțată a zgomotelor parazite.

De aceea s-a adoptat soluția de a se menține pînă la 250 Hz amplitudinea constantă, astfel încît viteza crește pînă la 10,25 cm/s și numai

de acolo în sus rămîne constantă. În modul acesta, datorită vitezei mai mari, se cîştigă considerabil în intensitatea sunetelor reproduse.

Exemple. 1. Vorbirea normală, pe ton de conversaţie, în aer liber, provoacă la distanţă de 1 m o presiune sonoră de circa 0,06 μbar=0,06 dyn/cm². Ce intensitate sonoră există la acea distanţă?

Conform cu (66 a), rezultă

$$I=\frac{0{,}06^2\ \text{dyn}^2\text{cm}^3\text{s}}{2\cdot 0{,}001\ 293\ \text{g}\cdot 33160\ \text{cm}^5}=0{,}000\ 042/\text{cm}^2\cdot\text{s}.$$

Întrucît 10^7 erg/s=1 W, iar 10^7 erg/cm²·s=10^{10} μW/m², rezultă

$$I=0{,}042\ \mu\text{W/m}^2.$$

2. Ce intensitate sonoră produce un pistonfon, al cărui piston de 3 cm² secţiune, cu o amplitudine de 3 mm, produce într-o cameră de 50 cm³ o frecvenţă de 150 Hz?

Înlocuind valorile numerice în relaţia $\Delta p=\frac{\varkappa p\,\Delta V}{V}$, se obţine

$$\Delta p=\frac{1{,}4\cdot 1013{,}2\ \text{dyn}\ 0{,}3\ \text{cm}\cdot 3\ \text{cm}^2}{50\ \text{cm}^3\text{cm}^2}=22{,}5\ \text{dyn/cm}^2=22{,}5\ \mu\text{bar}.$$

15.4. Compararea intensităţilor sonore

Deoarece intensităţile sonore ale surselor sonore cu care avem de-a face în practică diferă între ele foarte mult, se alege pentru compararea lor logaritmul zecimal înmulţit cu 10 al raportului puterilor, numit *decibel* [1 db=$\frac{1}{10}$·bel [1])]. De ce s-a ales tocmai o scară logaritmică, se va explica mai amănunţit în 16.3.

Raportul a două intensităţi sonore este:

$$\boxed{x=10\ \lg\frac{I_2}{I_1}=20\ \lg\frac{p_2}{p_1}}\ [\text{db}]. \qquad (67)$$

Din cauză că puterea este proporţională cu pătratul presiunii sonore, în expresia a doua apare factorul 2.

În tehnica telefoniei se foloseşte logaritmul natural al raportului celor două intensităţi împărţit la 2. Acest raport se numeşte *neper*:

$$\boxed{x=\frac{1}{2}\ln\frac{I_2}{I_1}}\ [\text{neper}] \qquad (68)$$

$$\boxed{1\ \text{db}=0{,}115\ \text{neper}}$$

[1]) După numele lui Graham Bell, care a trăit între 1847 şi 1922 şi a construit primul telefon.

Scanned with OKEN Scanner

Exemple. 1. Puterea unei surse sonore se amplifică electric de 100 o ri. Cîţi decibeli reprezintă această amplificare?

Rezultă

$$x=10 \lg\frac{100}{1} \text{ db}=20 \text{ db}=2 \text{ bel.}$$

2. Puterea sonoră a unei viori, de maximum 10^{-3} W, este amplificată cu ajutorul unui difuzor la 100 W. Cîţi decibeli reprezintă aceasta?

Se obţine

$$x=10 \lg\frac{10^2}{10^{-3}} \text{ db}=10\cdot 5 \text{ db}=50 \text{ db.}$$

3. Un aparat de măsurat sunetele are un domeniu de măsurare de 75 db. La ce raport de intensităţi sonore corespunde această valoare?

Valoarea lui x este

$$x=10 \lg\frac{I_2}{I_1}=75.$$

De aici rezultă $I_2:I_1=10^{7,5}=31\ 600\ 000:1$.

16. Acustica fiziologică

Toate fenomenele au, în fond, un dublu aspect. De o parte se găsesc procesele fizice: generatoarele de sunete şi cîmpul sonor, cu mărimile sale caracteristice. De cealaltă parte, auzul omului, care reacţionează prin anumite *senzaţii* la *excitaţiile* fizice. Riguros vorbind, aceasta nu mai este o chestiune de fizică, ci una de *fiziologie*. Teoria armoniei se bazează pe legi fiziologice, în sensul că anumite intervale, care se pot indica prin rapoarte simple de frecvenţe egale cu numere întregi, dau sunete compuse plăcute, pe cînd altele provoacă senzaţii neplăcute.

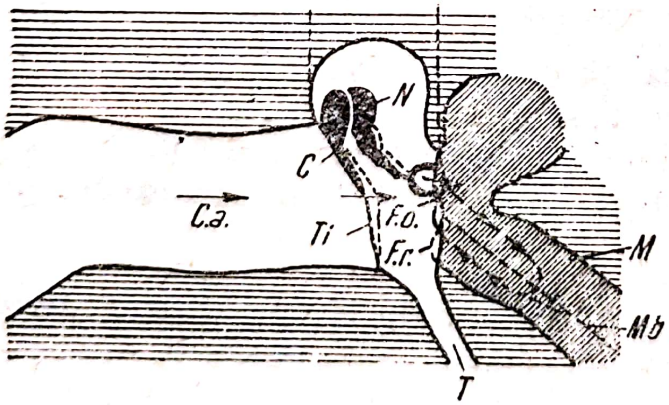


Fig. 153. Schema urechii umane.

16.1. Urechea umană

Urechea umană (fig. 153) se împarte în:

a) *urechea externă* [pavilionul împreună cu canalul auditiv *C. a*].

b) *urechea medie* [timpanul *Ti* şi oscioarele numite ciocănelul *C*, nicovala *N* şi scăriţa];

c) *urechea internă* care conţine un canal (melcul *M*) răsucit în spirală şi umplut cu lichid. Fereastra ovală *F.o.* este o membrană subţire pe care se reazemă scăriţa. Melcul este străbutut de un perete despărţitor fin, membrana bazilară *M.b.* Aici se găsesc terminaţiile nervilor auditivi. Variaţiile de presiune transmise de la fereastra ovală la jumătatea superioară a melcului se echilibrează iarăşi prin fereastra rotundă *F. r.*

Prin acest mecanism de transmisie, oscilaţiile sonore sînt conduse la nervii care se găsesc pe membrana bazilară.

16.2. **Valorile pragurilor**

Limita inferioară a intensităţii sonore I_0 la care un sunet dispare complet se numeşte *pragul* inferior de *audibilitate.* Aceasta depinde foarte mult de frecvenţă, deoarece urechea are o sensibilitate diferită pentru diferitele frecvenţe. În domeniul sensibilităţii maxime (circa 1 000 Hz), pragul are valoarea de 10^{-10} $\mu W/cm^2$. La limita inferioară a audibilităţii, care este de 16 Hz, el are valoarea de 1 $\mu W/cm^2$.

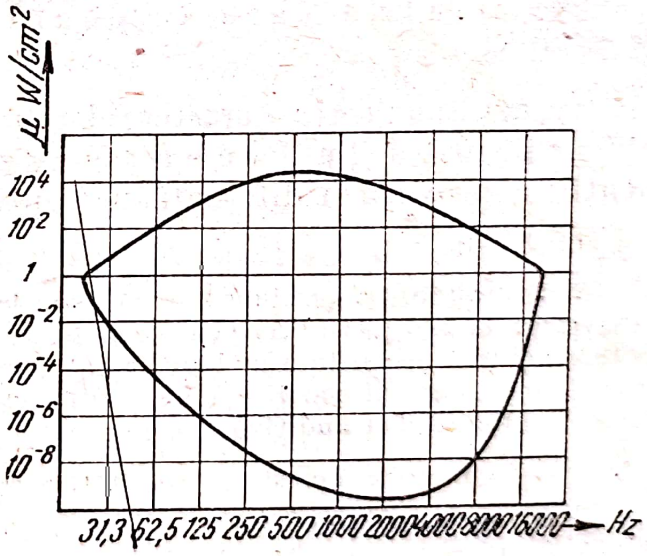


Fig. 154. Suprafaţa de audibilitate.

Curba inferioară din fig. 154 reprezintă valorile pragului de audibilitate pentru diferite frecvenţe.

Intensităţile sonore extrem de mari dau senzaţia de durere. Şi *pragul de durere* depinde de frecvenţă şi este reprezentat de curba superioară din aceeaşi figură. Ambele curbe închid între ele aşa-numitul *domeniu de audibilitate.* Pentru frecvenţa de 1 000 Hz, pragul de durere are valoarea de $2 \cdot 10^4$ μ W/cm². De aici rezultă că urechea poate face faţă unui cîmp de intensităţi uimitor de larg. Dacă se ia intensitatea sonoră la pragul de audibilitate egală cu 1, pragul de durere corespunde la $\frac{2 \cdot 10^4}{10^{-10}}$, adică la o valoare de circa 100 trilioane de ori mai mare.

Scanned with OKEN Scanner

16.3. Intensitatea auditivă a sunetelor

Intensitatea senzaţiilor sonore care iau naştere se numeşte *intensitate auditivă a sunetelor*. Dacă ea ar fi proporţională cu intensitatea sonoră, ar trebui de exemplu ca zgomotul unei motociclete să pară de 10 milioane de ori mai puternic decît tic-tacul unui ceasornic. Intensitatea auditivă, însă, ascultă de cu totul altă lege, care este valabilă şi pentru senzaţia de lumină şi de presiune, şi anume

legea lui Weber-Fechner: *o creştere minimă perceptibilă a excitaţiei este proporţională cu intensitatea excitaţiilor respective.*

Experienţă. Dacă se pune în palma mîinii întinse o greutate de 100 gf trebuie să se mai adauge 5 gf pentru ca să se simtă că greutatea s-a mărit. Dacă greutatea iniţială este de 200 gf, este nevoie de încă 10 gf pentru a se provoca impresia că greutatea s-a mărit, iar dacă este vorba de 1 000 gf, numai un adaos de 50 gf provoacă o diferenţă sensibilă. Senzaţia de presiune devine, aşadar, din ce în ce mai puţin sensibilă pe măsură ce sarcina creşte. De fiecare dată este necesar un supliment de 5% din sarcina existentă. Această cantitate minimă care se poate percepe se numeşte *pragul de diferenţă*.

În cazul auzului, o creştere de 10...15 % din presiunea sonoră existentă în fiecare caz în parte este suficientă pentru a provoca o diferenţă perceptibilă de intensitate auditivă a sunetelor.

Prin urmare, o presiune sonoră, care iniţial ar avea valoarea p_0, trebuie să crească la $p_1=p_0(1+0{,}1)$ pentru ca să se poată percepe vreo diferenţă. Să notăm această intensitate auditivă cu „1". Intensitatea auditivă „2" corespunde atunci unei presiuni sonore $p_2=p_1(1+0{,}1)=p_0(1+0{,}1)^2$ şi aşa mai departe, astfel încît la intensitatea auditivă x corespunde presiunea sonoră $p_x=p_0(1+0{,}1)x$. Cînd presiunea sonoră creşte cu cantităţi parţiale foarte mici de cîte $\frac{0{,}1}{m}$ fiecare, atunci $p_x=p_0\left(1+\frac{0{,}1}{m}\right)^{mx}$ sau, punînd $n=\frac{m}{0{,}1}$, rezultă

$$p_x=p_0\left(1+\frac{1}{n}\right)^{0{,}1\,nx}.$$

Deoarece

$$\lim_{n\to\infty}\left(1+\frac{1}{n}\right)^n=e$$

baza logaritmilor naturali, rezultă de aici $p_x=p_0e^{0{,}1\,x}$, respectiv, rezolvînd în raport cu x

$$x=\frac{1}{0{,}1}\ln\frac{p_x}{p_0} \quad \text{sau} \quad \frac{2{,}303}{0{,}1}\lg\frac{p_x}{p_0}.$$

Scanned with OKEN Scanner

În loc de fracţia $\frac{2,303}{0,1}$, se scrie în scara intensităţilor auditive a sunetelor valoarea rotundă 20 şi se obţine

nivelul de intensitate auditivă: $$N_a = 20 \lg \frac{p_x}{p_0} \quad [\text{fon}] \quad (69)$$

presiunea sonoră de referinţă fiind $p_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ μbar. Măsurările de intensitate auditivă se fac cu un *sunet normal* de 1 000 Hz, care se reglează în aşa fel încît să pară la fel de puternic ca zgomotul ce urmează a fi măsurat. Prin urmare, p_x este presiunea sonoră a sunetului normal de 1 000 Hz care se aude la fel de tare.

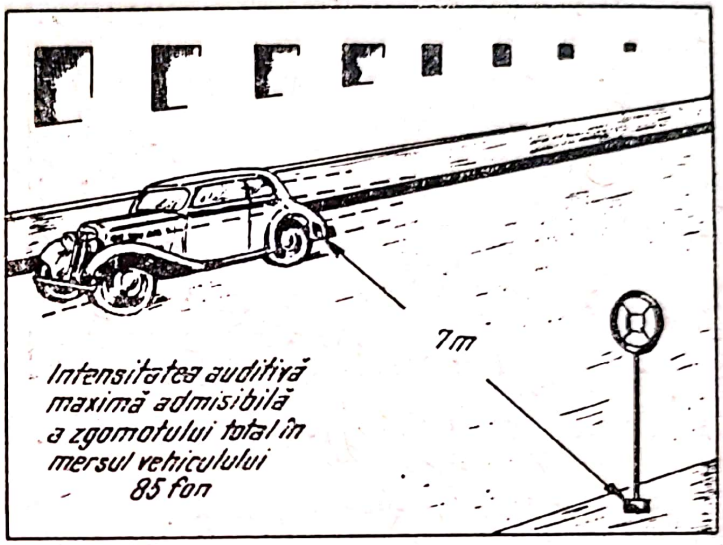


Fig. 155. Prescripţia regulamentului de circulaţie în privinţa intensităţii auditive a zgomotului maşinilor.

Întrucît scara de foni a fost construită pe baza pragului de diferenţă, nu are sens să se dea fracţiuni de fon. Această scară exprimă faptul fiziologic că zgomotele slabe se pot diferenţia foarte bine. În cazul zgomotelor puternice, din contră, sînt perceptibile numai diferenţele foarte mari. Intensităţile auditive se determină cu *fonometrul*. Instrumentele mai noi indică numărul de foni (fig. 156).

Intensităţi auditive, în foni

Zgomotul	Intensitatea auditivă	Zgomotul	Intensitatea auditivă
Şoapta, tic-tacul încet al ceasornicului	10	Tren pe pod, ciocan pneumatic	90
Foşnetul frunzelor . . .	20	Cazangerie	100
Stradă liniştită	30	Orchestră de 75 persoane, la distanţă de 5 m	115
Radioreceptor cîntînd încet în cameră	40	Avion, la distanţă de 6 m de elice	120
Conversaţie obişnuită .	50	Limita de durere . . .	130.
Zgomotul dintr-un birou	60		
Zgomot puternic pe stradă (fig. 155)	85		

Scanned with OKEN Scanner

Exemple. 1. Intensitatea sonoră a unui zgomot este percepută cu o intensitate auditivă de 50 fon. Intensitatea sonoră a unui al doilea zgomot este cu 2 db mai mare. Cîţi foni are intensitatea auditivă a acestuia?

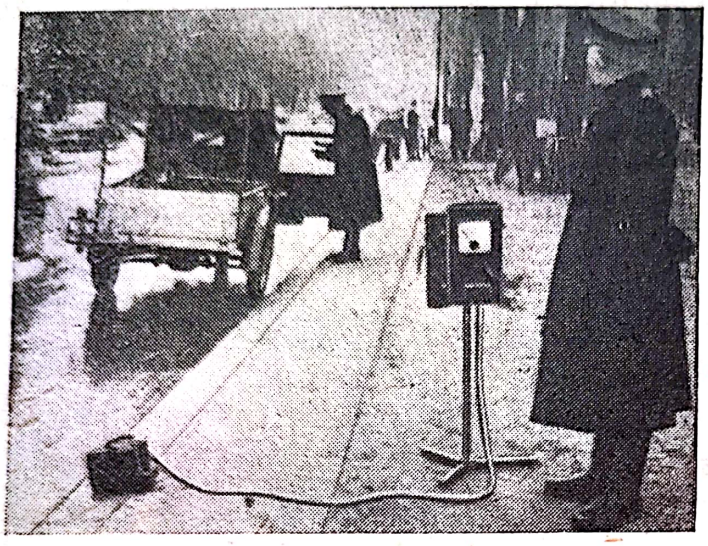


Fig. 156. Controlul circulaţiei cu fonometrul.

Din $20 \lg \frac{p_2}{p_1} = 2$ db şi

$$L_1 = 20 \lg \frac{p_1}{p_2} = 50 \text{ fon}$$

se obţine, pe de o parte, $\frac{p_2}{p_1} = 10^{0,1}$, iar pe de altă parte, $\frac{p_1}{p_0} = 10^{2,5}$. De aici rezultă $\frac{p_2}{p_0} = 10^{2,6}$, astfel că $L_2 = 20 \lg 10^{2,6} = 52$ fon.

2. Cîte motoare de cîte 80 fon, funcţionînd simultan, dau împreună intensitatea auditivă de 100 fon?

Cînd mai multe surse sonore acţionează împreună, intensităţile sonore I ale lor trebuie să fie adunate algebric, astfel că, în conformitate cu (67), $10 \lg \frac{I_1}{I_0} = 80$, respectiv $10 \lg \frac{xI_1}{I_0} = 100$; deci $\frac{I_1}{I_0} = 10^8$, iar $\frac{xI_1}{I_0} = 10^{10}$, de unde $x = 100$, deci 100 motoare dau împreună 100 fon.

17. Acustica încăperilor şi a sălilor mari

Proprietăţile acustice ale încăperilor de locuit şi de lucru sînt de mare importanţă pentru sănătatea celor ce locuiesc în ele. Zgomotul permanent poate duce la afecţiuni grave, cum sînt surzenia şi zdruncinarea nervilor. Dimpotrivă, prin micşorarea zgomotelor productivitatea muncii creşte considerabil, iar numărul de erori scade. Sălile de concerte, teatrele şi sălile de conferinţe trebuie să fie amenajate în aşa fel, încît muzica şi graiul să producă o impresie plăcută asupra urechii auditorului.

17.1. Absorbţia sunetelor

În funcţie de textura unui perete, o parte mai mult sau mai puţin însemnată din sunetele care se izbesc de el este *reflectată*,

iar restul este *absorbit*. Absorbţia sunetelor este cu atît mai mare cu cît peretele este mai poros. Sunetul pătrunde în pori şi excită aerul care se găseşte în ei, făcîndu-l să intre în rezonanţă. Energia maselor de aer care se găsesc în cavităţi se transformă, prin frecare, în căldură.

Ţesăturile, pîsla etc. absorb mai cu seamă sunetele înalte, astfel încît, dacă sînt folosite din abundenţă, se produce un efect total de înăbuşire a sunetelor. Materialele neporoase absorbante de sunete, cum sînt capitonarea de lemn şi sticla, au o comportare contrară.

Absorbţia sunetelor de către pereţi şi obiecte depinde de frecvenţă.

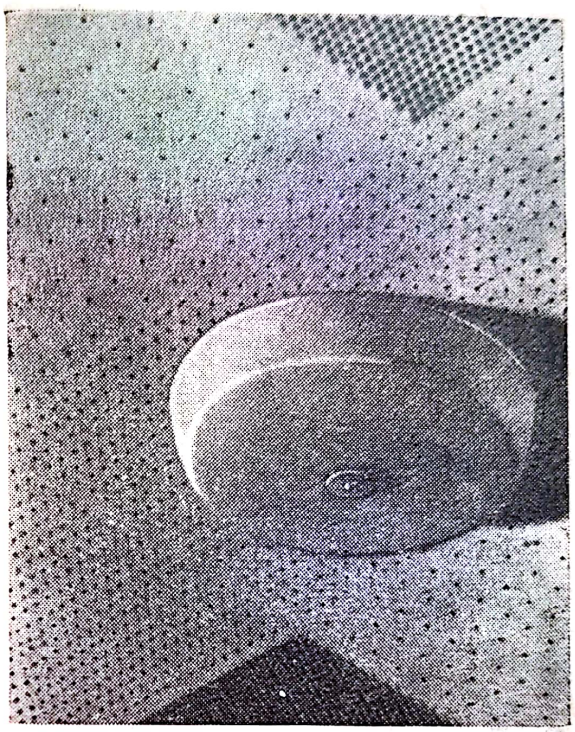


Fig. 157. Plafonul absorbant de sunete al unui birou de dactilografie.

Prin urmare pentru micşorarea sistematică a zgomotelor dintr-o încăpere trebuie să se stabilească mai întîi spectrul acustic şi apoi să se aleagă îmbrăcămintea pereţilor care absoarbe frecvenţele supărătoare (fig. 157).

Un mijloc deosebit de raţional consistă în a se amortiza însăşi intensitatea zgomotelor produse de maşini (fig. 158): de exemplu maşini de scris fără zgomot etc.

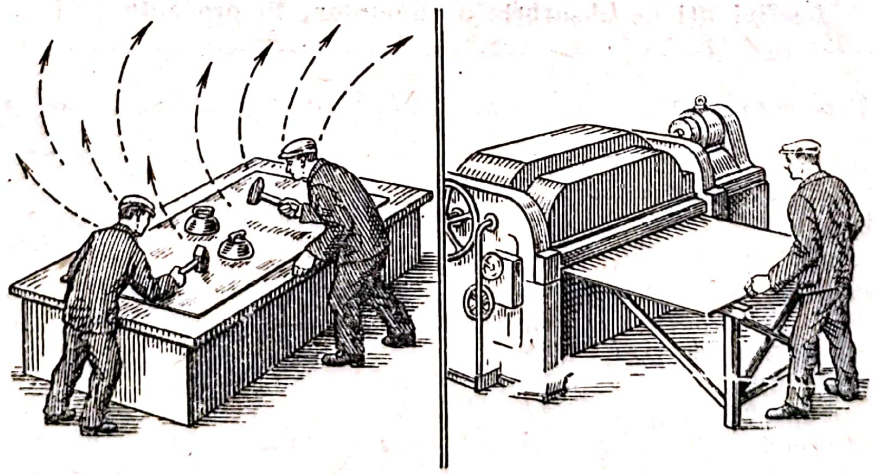


Fig. 158. Reducerea zgomotului prin întrebuinţarea unei maşini de îndreptat tabla în locul ciocanelor.

Scanned with OKEN Scanner

Coeficientul de absorbție α indică a cîta parte din energia sonoră E_0 primită de fiecare metru pătrat de suprafață de perete este absorbită de acesta. Dacă E_r reprezintă energia reflectată

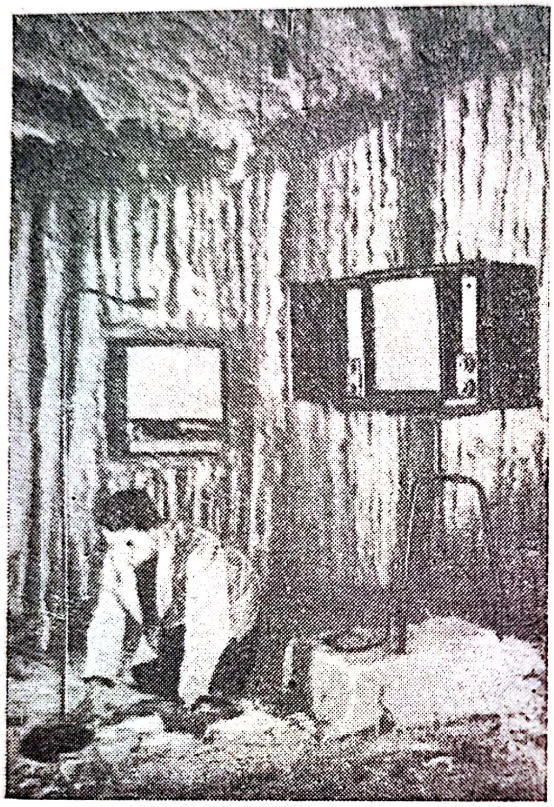


Fig. 159. Cameră surdă.

coeficientul de absorbție superficială este:

$$\alpha = \frac{E_0 - E_r}{E_0}. \qquad (70)$$

Urmează că

absorbția unei suprafețe S este:

$$A = \alpha S \ [\mathrm{m}^2]. \qquad (71)$$

Pentru o fereastră deschisă $\alpha = 1$ adică 100 %, deoarece în acest punct nu se reflectă nimic. Se poate amenaja o încăpere în așa fel, încît toți pereții săi să reflecte sunetele într-un grad înalt. Pereții unei astfel de *camere de ecou* au coeficientul de absorbție zero. Dimpotrivă, pereții unei *camere surde* sînt capitonați cu un strat gros de vată și au în plus și numeroase nișe, așa-numite absorbitoare de profunzime (fig. 159).

Coeficienți de absorbție a sunetelor, în procente [%]

Frecvența, în Hz	128	256	512	1 024	2 048	4 096
Tencuială cu rugozitate medie	1	3	4	5	8	16
Placă de fibre de lemn la distanța de 5 cm de perete	47	34	30	30	33	37
Lînă de zgură, strat de 4 cm grosime	42	80	88	85	65	44
Idem, acoperită cu mucava netedă	74	74	36	32	30	17
Parchet	3	4	6	12	10	17
Covor	7	11	19	30	39	41

Scanned with OKEN Scanner

În general, puterea absorbantă a pereților unei încăperi nu este uniformă. În acest caz, se calculează absorbția pentru toate suprafețele parțiale și se evaluează

coeficientul mediu de absorbție: $$\bar{\alpha}=\frac{\Sigma \alpha S}{\Sigma S} \qquad (72)$$

valabil pentru întreaga încăpere.

Exemplu. În timpul unei excursii cu schiurile pe zăpadă căzută de curînd, ne găsim într-un spațiu aproape surd.

17.2. Atenuarea sunetelor

Cele mai serioase măsuri de evitare a zgomotului în interiorul unei încăperi nu ajută la nimic dacă liniștea este tulburată din exterior. Un perete despărțitor situat între două încăperi poate fi mai mult sau mai puțin impenetrabil pentru sunete.

Se înțelege prin

atenuarea unui perete: $$D=10 \lg \frac{I_f}{I_s} \quad [\text{db}] \qquad (73)$$

în care I_f este intensitatea sonoră în fața peretelui, iar I_s intensitatea sonoră în spatele peretelui.

Permeabilitatea sonoră a unui perete se explică în special prin oscilațiile de încovoiere la care este supus peretele de către undele sonore care îl lovesc, oscilații datorită cărora o parte din energie trece în încăperea alăturată.

Valorile minime prescrise pentru atenuări

Ziduri exterioare	50 db
Pereți despărțitori între locuințe	40 db
Uși și ferestre bine executate	25...30 db

Un efect deosebit de favorabil îl au pereții dublu strat de aer. Pereții exteriori trebuie să fie compacți, dar fețele lor dinspre interior trebuie să fie cît mai poroase, pentru a îmbunătăți absorbția sunetelor în spațiul gol dintre pereți. Umplerea acestui spațiu cu un material absorbant de sunete mărește efectul. Cel mai avantajos este un spațiu intermediar de circa 10 cm, cu ajutorul căruia se obține o atenuare de 12 db.

Scanned with OKEN Scanner

Atenuarea cîtorva materiale de construcţii

Peretele	Grosimea [cm]	Atenuarea [db]
Cărămidă, tencuită pe ambele feţe	25	50
Idem	12	45
Plăci de vată de lemn	2,5	35
Pereţi de beton	15···18	48
Uşă simplă cu prag		pînă la 20
Fereastră simplă		15
Fereastră dublă		30
Uşă dublă		40

Atenuarea se reduce din cauza găurilor şi crăpăturilor mult mai mult decît ne-am putea aştepta la prima vedere. Permeabilitatea orificiilor mici nu corespunde dimensiunilor reale ale acestora, ci unui multiplu al valorii lor. La sunete de 200 Hz, orificiile cu diametrul de 5 mm au un efect, proporţional, de 55 ori mai mare.

Exemple. 1. Zgomotul de pe stradă avînd o intensitate auditivă de 60 fon, se aude într-o locuinţă cu o intensitate de maximum 15 foni, dacă atenuarea peretelui este de 45 fon.

2. O uşă cu lăţimea de 1 m şi înălţimea de 2 m nu se închide perfect, ci lasă de jur împrejur o crăpătură de 1 mm. Cît de mare este atenuarea, dacă uşa perfect închisă are o atenuare de 30 db, iar crăpătura are un efect de 50 ori mai mare decît secţiunea ei reală?

Fie W energia care revine pe 1 cm². Atunci întreaga suprafaţă a uşii primeşte o energie de 20 000 W. Din relaţia $30=10\ \lg\frac{20\,000\ \text{W}}{x}$ se calculează energia $x=20$ W care ajunge pe cealaltă faţă a uşii. Crăpătura de 60 cm² are un efect egal cu acela a 60·50 cm²=3 000 cm² şi prin ea trece neatenuată o energie de 3 000 W, adică în total 3 020 W. Deci, atenuarea este

$$D=10\ \lg\frac{20\,000}{3\,020}\ \text{db}=10\cdot 0{,}82\ \text{db}=8{,}2\ \text{db}.$$

17.3. Stabilirea sunetului şi reverberaţia

Prin reflectare de perete, sunetul soseşte cu o oarecare întîrziere înapoi la punctul său de plecare. Acest răsunet produs o singură dată se numeşte *ecou*. Nu trebuie să se uite că sunetul parcurge în intervalul de timp t un drum dublu $2d$ (pînă la perete şi înapoi).

Depărtarea unui perete reflectant este: $\boxed{d=\frac{ct}{2}}$. (74)

În încăperile închise se produce un efect multiplu, din cauza reflexiilor numeroase şi repetate între pereţi.

Pentru simplificare, să presupunem că într-o cameră surdă se găseşte o sursă A, care emite sunete în mod uniform, un perete reflectant şi un receptor B (fig. 160). Sunetul poate ajunge în B pe drumul direct d cel mai scurt sau prin reflexie pe perete pe drumul ocolit r. Cînd sunetul începe brusc, în B soseşte mai întîi sunetul direct, şi anume după timpul t_d, astfel că presiunea sonoră în B se ridică la valoarea p_1 (fig. 161). După timpul t_r soseşte şi partea reflectată p_r, mai slabă, a sunetului. Atît timp cît sursa emite sunete, în B va exista presiunea sonoră p_d+p_r.

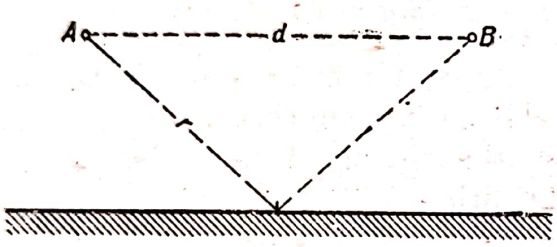


Fig. 160. Drumul direct d şi indirect r al sunetului într-o cameră surdă.

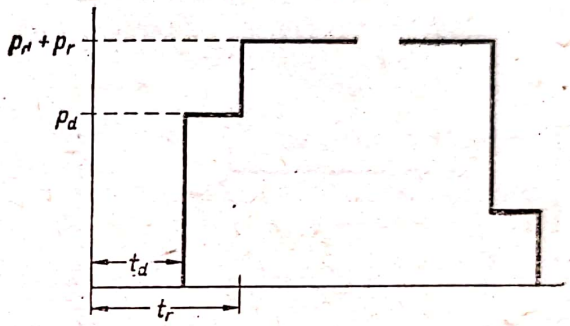


Fig. 161. Stabilirea sunetului şi reverberaţia cînd există un perete reflectant.

Cînd sursa nu mai emite, dispar în ordine inversă mai întîi sunetul direct, în timp ce sunetul reflectat se găseşte încă pe drum. Astfel ia naştere o imagine care seamănă cu o scară care urcă şi coboară nesimetric. Partea ascendentă reprezintă formarea cîmpului sonor şi se numeşte *stabilirea sunetului*. Partea descendentă arată dispariţia cîmpului sonor şi se numeşte *reverberaţie*.

Într-o încăpere închisă au loc numeroase reflexii. Ca atare există numeroase căi ocolite pe care sunetul poate ajunge din A în B. Cu cît aceste căi ocolite sînt mai lungi, cu atît partea care revine reflexiilor este mai slabă. Scara sunetului devine o curbă continuă, care urcă abrupt, iar cînd sursa nu mai emite, cade iarăşi tot aşa de abrupt (fig. 162). Între stabilirea sunetului şi reverberaţie se găseşte starea staţionară de intensitate constantă.

Din cauza sensibilităţii sale logaritmice, urechea percepe, conform cu cele arătate în 16.3, în alt mod stabilirea sunetului şi reverberaţia. Stabilirea sunetului percepută subiectiv

Scanned with OKEN Scanner

se produce relativ brusc, pe cînd reverberaţia, din cauza intensităţii sonore de lungă durată care se stinge slab şi treptat, este auzită mult mai intens decît ar corespunde intensităţii sale relative.

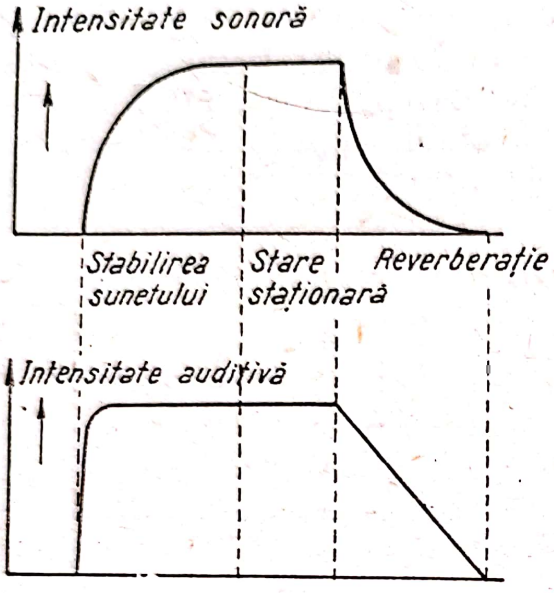


Fig. 162. Stabilirea sunetului şi reverberaţia într-un spaţiu închis. Sus: fenomenul fizic (intensitatea sonoră); jos: fenomenul fiziologic (intensitatea auditivă)

Ca unitate de măsură a duratei reverberaţiei se foloseşte în calcule

timpul de reverberaţie care reprezintă timpul necesar pentru ca intensitatea sonoră să scadă cu 60 fon sub valoarea sa staţionară.

Acest timp se poate calcula, pe baza volumului V al camerei şi absorbţiei A a acesteia, cu formula

timpului de reverberaţie (al lui Sabine):

$$T = 0{,}161 \frac{V}{A} \quad [\text{s}]. \qquad (75)$$

Întrucît absorbţia A depinde de frecvenţă timpul de reverberaţie depinde şi el de înălţimea tonului.

Exemplu. Să se calculeze reverberaţia unei încăperi de $50 \times 20 \times 10$ m, avînd un coeficient mediu de absorbţie $\bar{\alpha} = 0{,}2$. Înlocuind în (75), se obţine

$$S = (2 \cdot 1\,000 + 2 \cdot 500 + 2 \cdot 200)\,\text{m}^2 = 3\,400\ \text{m}^2,$$
$$V = 10\,000\ \text{m}^3, \qquad A = 0{,}2 \cdot 3\,400\ \text{m}^2 = 680\ \text{m}^2$$

şi deci

$$\frac{0{,}161\ \text{s} \cdot 10\,000\ \text{m}^3}{\text{m} \cdot 680\ \text{m}^2} = 2{,}37\ \text{s}.$$

Reverberaţiile cîtorva încăperi

	Volumul [m³]	Timpul de reverberaţie [s]
Opera de Stat din Berlin	8 000	1,0
Sala Congreselor din Leipzig	13 000	2,3

Timpul de reverberaţie are o importanţă hotărîtoare pentru *acustica* unei săli. Prin ascustică se înţelege modul cum o sală se

Scanned with OKEN Scanner

pretează la redarea producţiilor muzicale. Melodiile lente şi tărăgănate, ca de exemplu muzica de orgă, sînt din capul locului concepute pentru timpi mari de reverberaţie, pe cînd alte opere muzicale nu suportă nici o reverberaţie (fig. 163). În acest caz, reverberaţia prea mare a sălii trebuie remediată prin folosirea unor materiale absorbante de sunete (fig. 164).

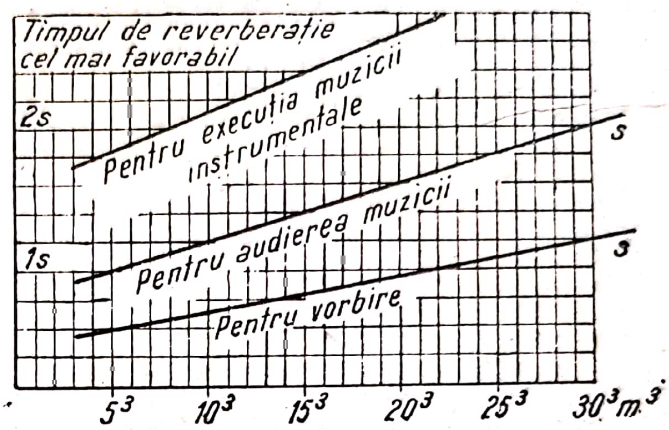


Fig. 163. Timpul de reverberaţie cel mai favorabil şi volumul încăperii.

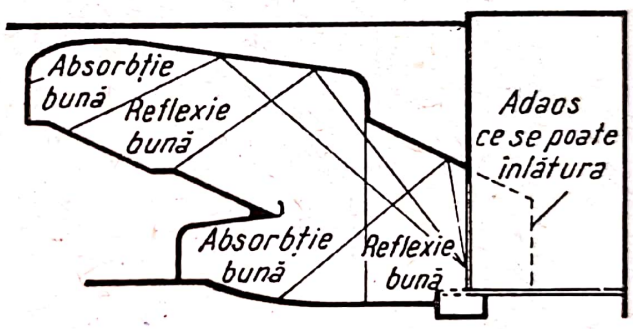


Fig. 164. Punctele de vedere de care se ţine seama în acustica sălilor mari de teatru

18. Ultrasunetele

Sunetele ale căror frecvenţe sînt situate deasupra limitei de audibilitate se numesc *ultrasunete*. Ultrasunetele se pot produce cu ajutorul fluierului lui Galton (fig. 137). Totuşi, se preferă, procedeele magnetice şi electrice. Două procedee sînt mai cunoscute.

1. **Procedeul bazat pe magnetostricţiune.** Se foloseşte proprietatea corpurilor feromagnetice de a-şi modifica puţin lungimea cînd se magnetizează. O vargă de nichel este introdusă

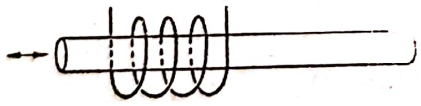


Fig. 165. Magnetostricţiunea.

într-o bobină prin care trece un curent alternativ şi astfel este excitată cu frecvenţa ei proprie longitudinală (fig. 165). Banda de frecvenţe se întinde de la 10 000 pînă la 50 000 Hz.

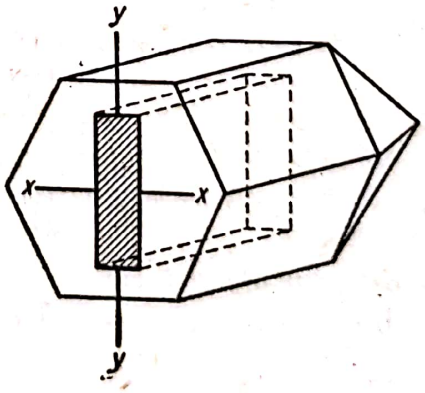


Fig. 166. Orientarea unei plăci piezoelectrice într-un cristal de cuarţ.

2. Procedeul piezoelectric. Se taie dintr-un cristal de cuarţ o placă în modul arătat în fig. 166. Cînd se aplică o tensiune electrică pe cele două feţe plane ale plăcii, aceasta se contractă în direcţia *xx* şi se dilată în direcţia *yy*. În cazul tensiunilor alternative a căror frecvenţă coincide cu frecvenţa proprie de oscilaţie a cuarţului, iau naştere oscilaţii mecanice puternice. Mai puţin bine se pretează turmalina şi sarea Seignette, dar aceasta din urmă este folosită pentru transformarea sunetului în tensiune electrică (în microfoanele piezoelectrice). În modul acesta se pot realiza frecvenţe de la 0,2 pînă la $20 \cdot 10^6$ Hz[1]).

Principalele proprietăţi ale ultrasunetelor sînt:

a) *nu se aud; se pot dirija uşor din cauza micii lor lungimi de undă.* Aplicaţii (fig. 167): sondajul submarin, detectarea bancurilor de scrumbii, mijloc secret de telecomunicaţie submarină;

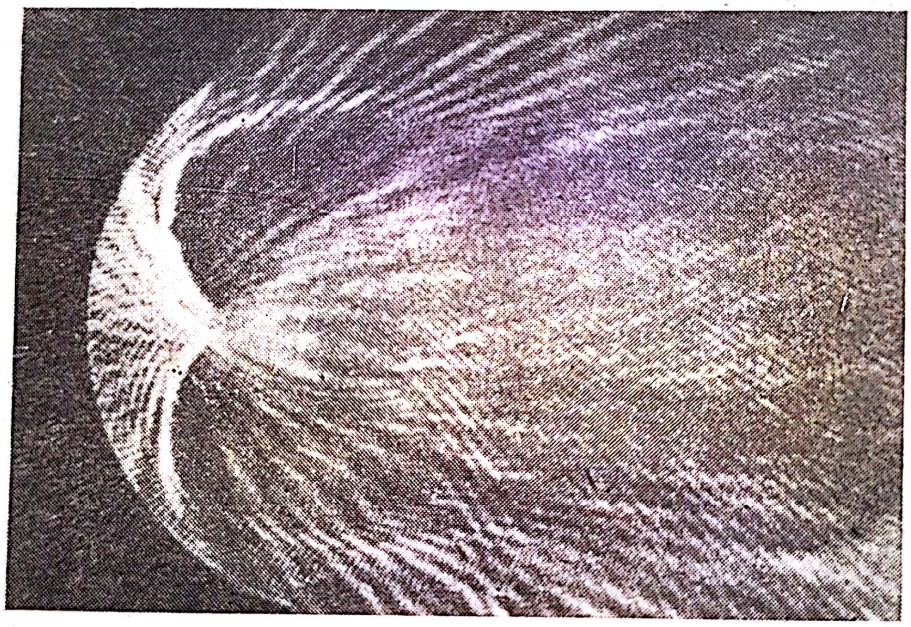


Fig. 167. Convergenţa ultrasunetelor într-o oglindă concavă (a se compara cu fig. 186).

b) au o mare putere acustică, deoarece, conform cu (65) şi (66), energia creşte cu pătratul frecvenţei. Ca efect: încălzirea mediului ultrasonat;

c) *dau un efect de vibrare în lichide.* Aplicaţii (fig. 169): eliminarea bulelor de aer din lichidele vîscoase, degazarea metalelor

[1]) În ultimul timp se întrebuinţează cu mare succes masele ceramice sinterizate (de exemplu titanatul de bariu).

Scanned with OKEN Scanner

topite, împiedicarea răcirii sub limita admisibilă în timpul înghețării, micşorarea durităţii apei, cositorirea aluminiului (lipire, fig. 168), prepararea soluţiilor coloidale;

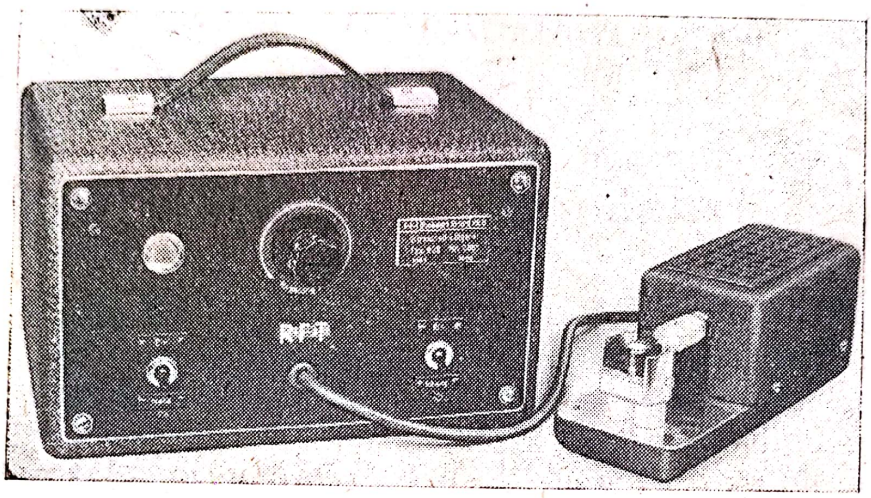


Fig. 168. Aparat de lipit cu ultrasunete.

d) *cavitaţia*, adică formarea de cavităţi în ventrele undelor mediului oscilant. Ca efect: mari şocuri de presiune, ruperea mediului. Aplicaţii: influenţarea reacţiilor chimice, fracţionarea moleculelor prea mari.

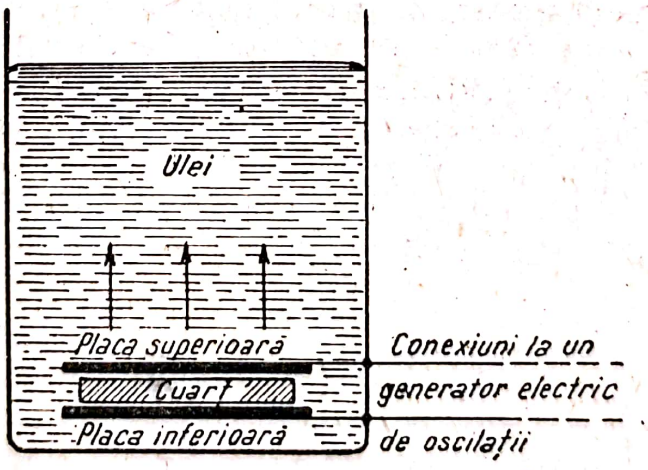


Fig. 169. Ultrasonarea unui lichid.

Ultrasunetele găsesc aplicaţii şi în medicină de exemplu, la sterilizare, la verificarea materialelor, la îmbunătăţirea calităţii materiilor prime etc.

Scanned with OKEN Scanner

C. OPTICA

19. Ce este lumina?

În 5.5.1 (radiația termică) s-a explicat deja că, prin natura sa, *lumina* face parte dintre *undele electromagnetice*. Însă ochiul omenesc percepe ca lumină vizibilă numai banda de radiații cu lungimile de undă cuprinse între 390 și 770 mμ [1]). Undele mai scurte nu sînt percepute de ochi, iar domeniul lor se numește *ultraviolet*, pe cînd undele mai lungi din continuarea regiunii vizibile constituie domeniul *infraroșu*. Prin urmare, noțiunea fizică de „lumină" este mai cuprinzătoare decît cea fiziologică.

Din întreaga gamă de unde electromagnetice, ochiul detașează (prin comparație cu acustica) o singură octavă (fig. 170). În timp ce radiațiile termice cu lungimi de undă mari sînt produse mai ales de oscilațiile atomilor și moleculelor întregi, lumina vizibilă ia naștere mai ales prin mișcări discontinue ale electronilor în interiorul atomilor. După concepția lui Niels Bohr (1913), care servește astăzi numai ca model ajutător, electronii se învîrtesc pe anumite orbite în jurul nucleului atomic. Cînd un electron sare de pe o orbită mai depărtată de nucleu pe una mai apropiată de aceasta, energia eliberată este emisă sub formă de cuante de lumină.

19.1. Surse de lumină

Sursele de lumină cele mai folosite în tehnică se bazează pe *radiația termică* (de exemplu flacăra lumînării, flacăra de petrol sau de gaz, adică lumina *focului*). Lumina acestor surse provine

[1]) Lungimile de undă se pot exprima și în ångströmi (simbol Å) sau nanometri (simbol nm). Relațiile dintre aceste unități sînt: 1 nm = 10 Å = 1 mμ.

Lungimea de undă	Felul radiației		Aplicații
1 km ···10 km	Înaltă frecvență tehnică	Unde lungi	Radio și telegrafie
100 m··· 1 km		Unde medii	
10 m···100 m		Unde scurte	
1 m···10 m		Unde ultrascurte	
10 cm···1 m		Microunde	Televiziune Telefonie multiplă Radar
1 cm···10 cm			
1 mm···1 cm			
100 μ ···1 mm		Radiație termică	Medicină Fotografie în infraroșu
10 μ ···100 μ 800 mμ···10 μ	Infraroșu		
390 mμ···770 mμ	Radiații vizibile	Lumină vizibilă	Tehnica iluminatului
100 mμ ···390 mμ 10 mμ ···100 mμ	Ultraviolet		Lampă cu cuarț
1 mμ··· 10 mμ 10^{-7} cm ··· 1 mμ 10^{-8} cm ··· 10^{-7} cm	Radiații Röntgen		Medicină Încercarea materialelor
10^{-9} cm ··· 10^{-8} cm 10^{-10} cm ··· 10^{-9} cm	Radiații gamma		

Fig. 170. Spectrul undelor electromagnetice (domeniile aproximative ale lungimilor de undă)

de la particulele incandescente de carbon din gazele încălzite la temperatură înaltă. Corpurile solide incandescente se întrebuințează în becurile cu incandescență (becuri cu filament de wolfram sau cu filament de cărbune) sau în lămpile cu arc (cărbune incandescent). Soarele este un glob format din gaze incandescente.

Randamentul optic al tuturor acestor surse de lumină este redus. Din legea de deplasare a lui Wien rezultă că abia la temperatura de 6 000°K cea mai mare parte din radiația totală revine luminii vizibile.

Prin *luminiscență* se înțelege emisia de lumină la temperatură joasă.

După modul cum iau naștere, se deosebesc:

luminiscența electrică luminiscența gazelor excitate (lampă cu luminiscență, tuburi cu descărcări în gaze);

chemiluminiscența — lumina produsă prin procese chimice (licurici, lemn putred, fosfor luminos la rece);

fluorescența — emisia de lumină sub influența altor radiații incidente (ecran Röntgen, tuburi cu substanțe fluorescente);

fosforescența — emisia de lumină după încetarea iradierii (culori fosforescente, cadrane fosforescente de ceasornice).

19.2. Propagarea luminii în linie dreaptă

Dacă lumina trece printr-un mic orificiu din oblonul unei ferestre se poate urmări cu ușurință drumul razei prin aerul încărcat cu praf din cameră (fig. 171).

Fiecare rază de lumină se propagă în linie dreaptă.

„Raza" de lumină nu este o entitate fizică propriu zisă, ci numai un mijloc grafic care indică direcția luminii. În realitate există numai fascicule de lumină, care însă pot fi făcute atît de fine încît să dea impresia de raze.

Propagarea luminii în linie dreaptă se constată examinînd umbra din spatele obiectelor luminate. Sursa de lumină, obiectul și marginea umbrei sînt situate în linie d r e a p t ă.

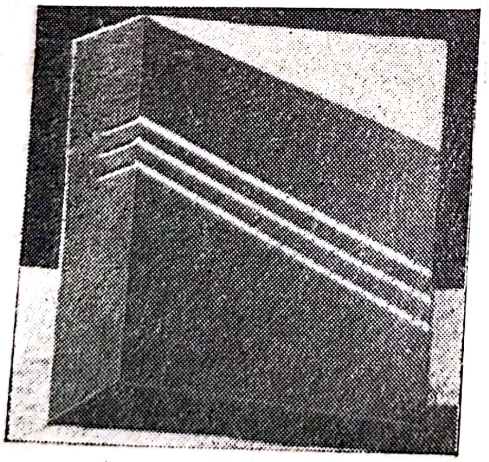


Fig. 171. Propagarea luminii în linie dreaptă (raze solare).

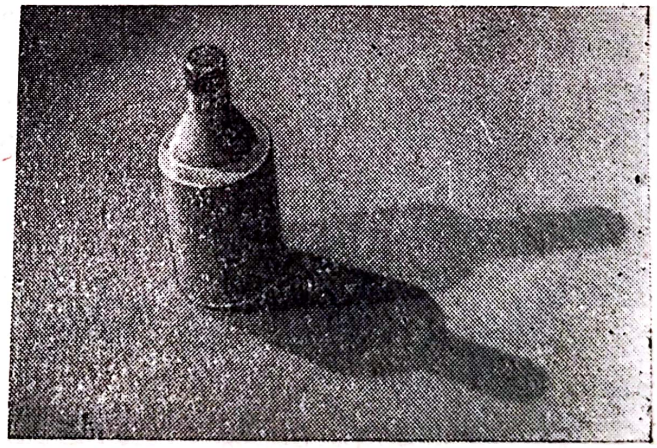


Fig. 172. Umbra și penumbra.

Dacă un obiect este luminat de două surse punctiforme de lumină, în spatele său se formează o zonă complet întunecată (*umbră*) și două zone parțial întunecate, luminate fiecare de o s i n g u r ă sursă de lumină (*penumbră*) (fig. 172).

Scanned with OKEN Scanner

Întrucît lumina este produsă de nenumăraţii atomi emiţători de radiaţii ai corpurilor luminoase, fiecare punct al acestor corpuri poate fi considerat ca o mică sursă de lumină.

Fiecare punct al unui corp luminos emite un fascicul divergent de raze. (76)

Demonstraţie. Un obiect luminos (de exemplu o lumînare) poate fi văzut din toate părţile; aceasta înseamnă că de la el pornesc raze de lumină în toate direcţiile spaţiului.

De aceea cînd un corp este luminat de surse de lumină obişnuite (de exemplu flacăra unei lumînări), umbra şi penumbra nu sînt delimitate precis, ci are loc o trecere treptată.

Camera obscură. O aplicaţie interesantă a propagării în linie dreaptă a luminii este camera obscură, care constă dintr-o simplă cutie ce are într-unul dintre pereţi un mic orificiu, iar în faţa acestuia un ecran transparent de hîrtie (fig. 173). Prin orificiul punctiform poate pătrunde numai cîte o rază de la fiecare punct al obiectului. Punctul respectiv dă un punct luminos pe ecran, de unde rezultă o imagine răsturnată a obiectului. Dacă orificiul este foarte mic şi dacă se foloseşte un film fotografic ca ecran se pot obţine fotografii destul de bune, a căror claritate nu depinde de depărtarea obiectului.

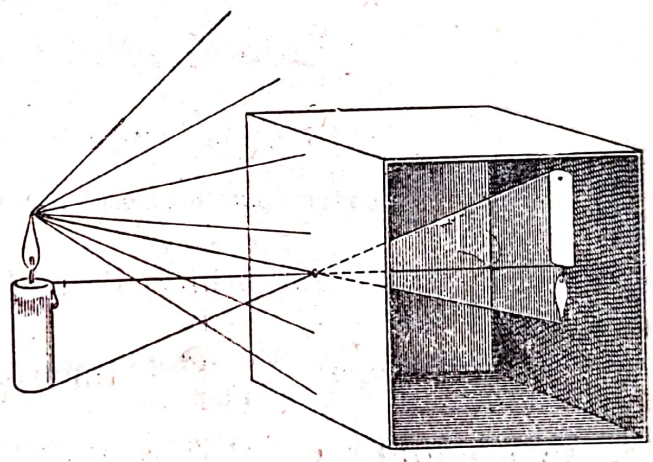


Fig. 173. Camera obscură.

19.3. Viteza luminii

Viteza luminii în vid are valoarea: $\boxed{c = 299\ 790\ \text{km/s}} \approx$ $\approx 300\ 000$ km/s.

1. **Metoda lui Olaf Römer** (1670). Perioada de revoluţie a satelitului cel mai apropiat al lui Jupiter (fig. 174) se poate determina uşor cu ajutorul telescopului, prin faptul că la fiecare rotaţie în jurul planetei satelitul intră în umbra acesteia şi devine invizibil. Cînd Pămîntul se găsea în poziţia A, la cea mai mică depărtare de Jupiter (conjuncţie), Römer a stabilit o perioadă de revoluţie de 42,5 h. După circa 200 zile, cînd Pămîntul se găsea în poziţia

Scanned with OKEN Scanner

B (opoziție), dispariția imaginii satelitului s-a produs cu 1 000 s mai tîrziu decît se calculase. De unde putea proveni această întîrziere? Olaf Römer a tras concluzia justă că, din poziția B, lumina trebuie să parcurgă un drum m a i l u n g, adică o distanță în

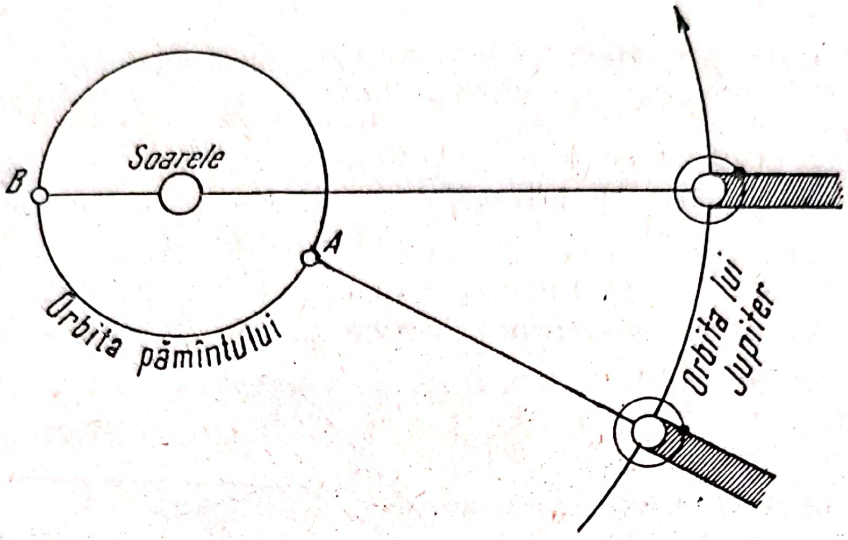


Fig. 174. Determinarea vitezei luminii după Olaf Römer.

plus egală cu diametrul orbitei Pămîntului ($300 \cdot 10^6$ km). De aici rezultă

$$c = \frac{300 \cdot 10^6 \text{ km}}{1\,000 \text{ s}} = 300\,000 \text{ km/s}.$$

2. **Metoda lui Fizeau** (1849). Printr-o roată dințată R cu 720 goluri între dinți s-a trimis, cu ajutorul unei oglinzi semitransparente O_1, o rază de lumină la oglinda O_2 situată la distanța de $8\ 1/3$ km. Oglinda O_2 reflecta această rază sub unghiul de reflexie normal (fig. 175). Cînd roata se afla în repaus, Fizeaua vedea lumina

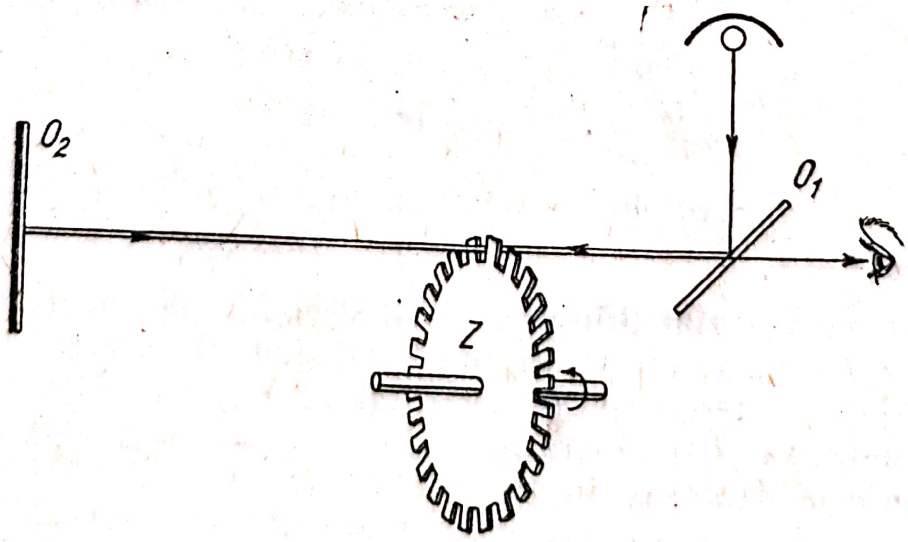


Fig. 175. Experiența cu roata dințată a lui Fizeau.

înapoindu-se prin același gol. Cînd roata se învîrtea cu 12,5 rot/s nu se mai zărea nici o rază de lumină. Explicația constă în faptul că raza care se înapoia găsea drumul închis de dintele următor al roții; distanța dintre cei doi dinți reprezenta $\frac{1}{1\,440}$ din circumferința roții, ceea ce corespunde timpului egal cu $\frac{1}{1\,440 \cdot 12{,}5}$ s.

În acest interval de timp, lumina parcursese $2 \cdot 8\ ^1/_3$ km$=$ $=16\ ^2/_3$ km, astfel încît

$$c = 16\ ^2/_3 \text{ km} \cdot 1\,440 \cdot 12{,}5/\text{s} = 300\,000 \text{ km/s}.$$

Ultimele măsurări de precizie, care au fost efectuate cu alte metode (numai după 1945 s-au făcut nouă măsurări) au dat valoarea menționată la începutul acestui paragraf cu o abatere de ± 6 km/s.

20. Reflexia luminii

Legea reflexiei: raza incidentă și raza reflectată formează unghiuri egale cu normala în punctul de incidență; raza incidentă, normala și raza reflectată se găsesc în același plan.

(Vezi demonstrațiile în vol. I, 5.7.2 și 7.3.1) (fig. 176).

Suprafețele netede, cu o bună putere de reflexie, se numesc *oglinzi*. Cînd suprafețele sînt rugoase și granulate, razele cad pe suprafață sub cele mai diferite unghiuri, iar lumina este *difuzată* în mod neregulat (fig. 177) în toate direcțiile. Hîrtia mată de desen, mortarul tencuielii unui perete sau țesăturile sînt exemple de materiale care produc o astfel de *reflexie difuză*.

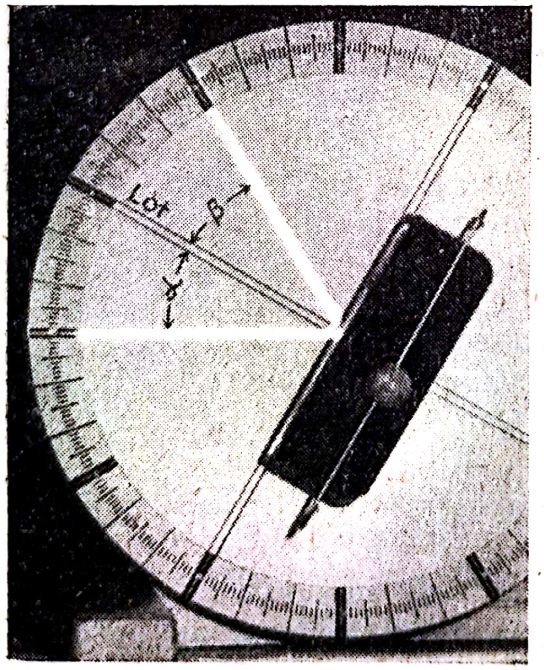


Fig. 176. Aparat pentru demonstrarea legii reflexiei.

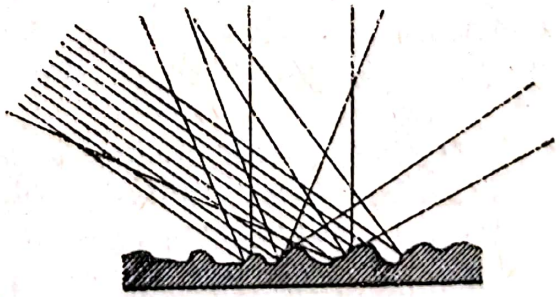


Fig. 177. Reflexia difuză a unui fascicul de raze paralele.

20.1. Oglinda plană

Să presupunem că în faţa oglinzii O_g (fig. 178) se găseşte un obiect O, de exemplu o riglă. Din acelaşi punct P pornesc, conform principiului (76), o mulţime de raze. Să alegem la întîmplare două dintre ele, *1* şi *2*. Pentru construirea razelor reflectate

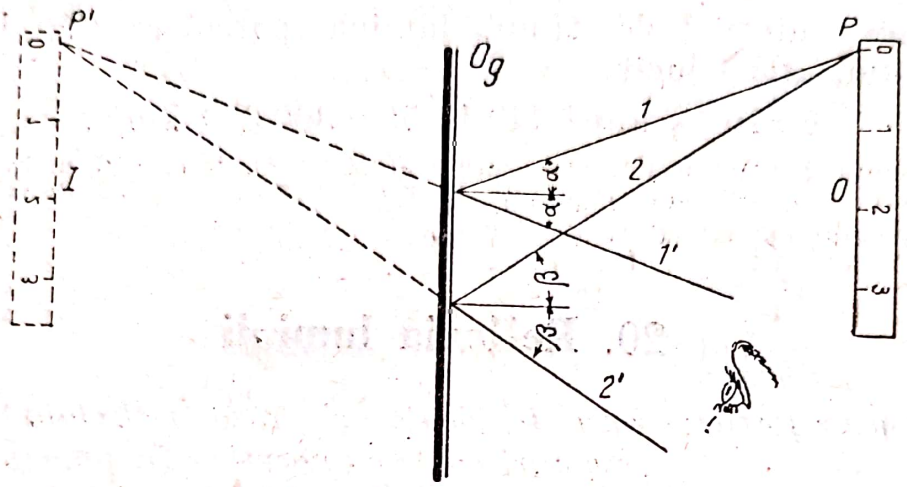


Fig. 178. Reflexia pe o oglindă.

1' şi *2'* trebuie să desenăm normalele în punctele de incidenţă şi să construim unghiurile $\alpha' = \alpha$ şi $\beta' = \beta$. Pentru ochiul care le observă, razele *1'* şi *2'* par că pornesc din punctul lor de intersecţie *P'*.

Ochiul vede totdeauna originea unei raze de lumină în prelungirea rectilinie a acesteia. (77)

Prin urmare, dacă nu se ştie de existenţa oglinzii, ochiul nu observă punctul real *P*, ci *imaginea sa P' în oglindă*. Aceeaşi construcţie se poate face şi pentru orice alt punct al obiectului. Ca rezultat se formează astfel imaginea *I*, care nu există în mod fizic în acel loc din spaţiu, ci apare acolo numai pentru ochi. De aceea ea se numeşte imagine virtuală. Punctul iniţial din stînga riglei apare în dreapta imaginii. Geometria figurii arată că *O* şi *I* trebuie să fie de aceeaşi mărime.

Oglinda plană produce o imagine virtuală de aceeaşi mărime, nerăsturnată, dar inversată.

Prin urmare, se deosebesc două feluri de imagini:

imagini reale (*adevărate*) ale căror puncte sînt intersecţiile razelor reale şi care pot fi prinse pe ecrane mate (exemplu: camera obscură);

Scanned with OKEN Scanner

imagini virtuale ale căror puncte sînt intersecţiile prelungirilor razelor. Ele nu pot fi prinse pe un ecran (exemplu: oglinda).

Exemple. 1. O fotografie luată după imaginea din oglindă este inversată (stînga şi dreapta şi-au schimbat locul).

2. Scrisul inversat poate fi citit într-o oglindă.

3. Oglinzile obişnuite de sticlă au două suprafeţe reflectătoare: suprafaţa posterioară (argintată), care reflectă puternic şi suprafaţa anterioară, care reflectă mai slab. De aceea se vede uneori o imagine dublă. Pentru a evita acest defect în aparatele optice se folosesc *oglinzi argintate pe suprafaţa anterioară*

4. Sub acul indicator al instrumentelor de măsurat de calitate superioară se găseşte, alături de scara gradată, o oglindă. Cînd ochiul observatorului se găseşte exact deasupra acului acesta se suprapune peste imaginea sa din oglindă. Dacă privirea este oblică se produce o eroare denumită de *paralaxă*.

20.1.1. Indicatorul luminos

La multe instrumente este necesar să se măsoare precis unghiuri de rotaţie mici [galvanometrul cu oglindă, radiometrul acustic balanţa de torsiune (vol. I, 5.9) etc]. Lumina unui bec cu filament incandescent rectiliniu cade printr-o lentilă pe oglinda rotită şi de acolo pe o scară situată la distanţă mai mare (fig. 179).

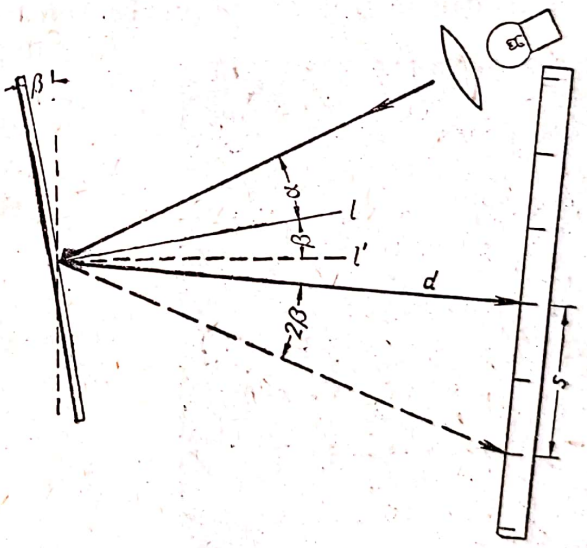


Fig. 179. Indicator luminos.

Raza incidentă şi raza reflectată formează între ele unghiul 2α. După rotaţia oglinzii cu unghiul mic β, noul unghi de incidenţă este $(\alpha+\beta)$, iar cele două raze formează acum între ele unghiul $2(\alpha+\beta)$, astfel încît raza reflectată s-a rotit cu 2β.

Rotirea unei oglinzi cu un anumit unghi atrage după sine rotirea razei reflectate cu unghiul dublu. (78)

Pe scară rezultă, la distanţa d, o deplasare a spotului de mărime s. Atunci $\operatorname{tg} 2\beta = \frac{s}{d}$, de unde se poate calcula β.

Scanned with OKEN Scanner

Dat fiind că imaginea becului descrie în realitate un arc de cerc, în cazul unghiurilor mari de rotație trebuie să se reducă deplasarea liniară s la arcul de cerc corespunzător.

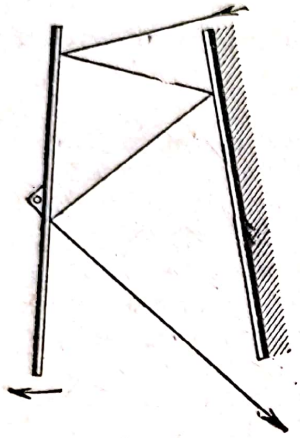


Fig. 180. Reflexie multiplă pe oglindă rotită.

O sensibilitate și mai mare se obține prin reflexia repetată în oglinda rotativă, folosindu-se și o oglindă fixă (fig. 180). După fiecare reflexie unghiul de rotație se mărește cu 2β.

Deviația totală după n reflexii este egală cu $2n\beta$. (79)

20.1.2. Oglinda diedru

Această oglindă servește, între altele, la jalonarea unghiurilor drepte pe teren. Ea constă din două oglinzi ce formează între ele un unghi de 45°, prevăzute cu un mîner (fig. 181, 182). Se vizează cele două puncte P_1 și P_2 și se rotește oglinda pînă ce ele coincid. Printr-una din oglinzi se privește terenul; două jaloane P_3 și P_4 sînt deplasate într-o parte sau alta pînă ce imaginile lor coincid cu cele ale lui P_1 și P_2. Atunci dreptele P_1P_2 și P_3P_4 formează între ele un unghi drept.

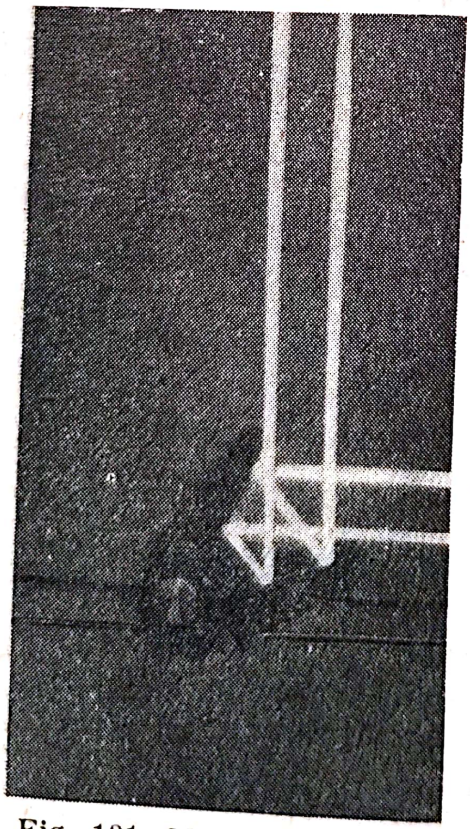


Fig. 181. Model de oglindă unghiulară.

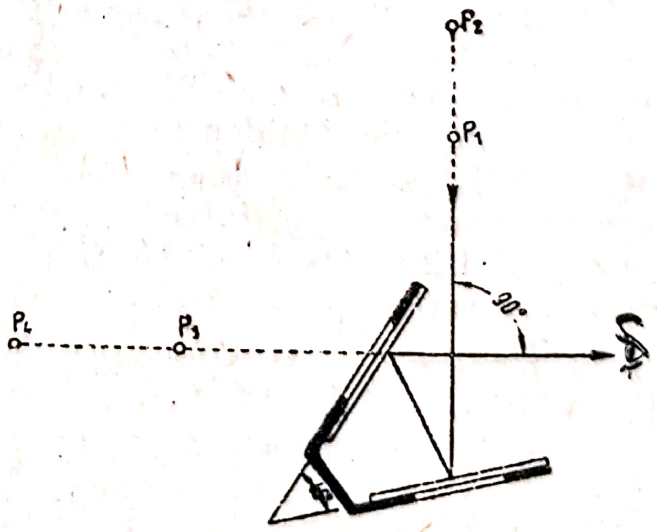


Fig. 182. Oglindă unghiulară.

Demonstrație. Cele două oglinzi formează între ele un unghi de 45° și, prin urmare, conform propoziției (78), raza reflectată trebuia să fie deviată cu 90°.

20.1.3. Sextantul cu oglindă

Pentru a determina distanța unghiulară dintre două stele, P_1 și P_2, se privește prin oglinda semiargintată (fig. 183) și se rotește oglinda B pînă ce imaginile celor două stele se suprapun. Atunci, conform propoziției (78), unghiul de rotație α este egal cu jumătate din unghiul 2α dintre razele care vin de la cele două stele.

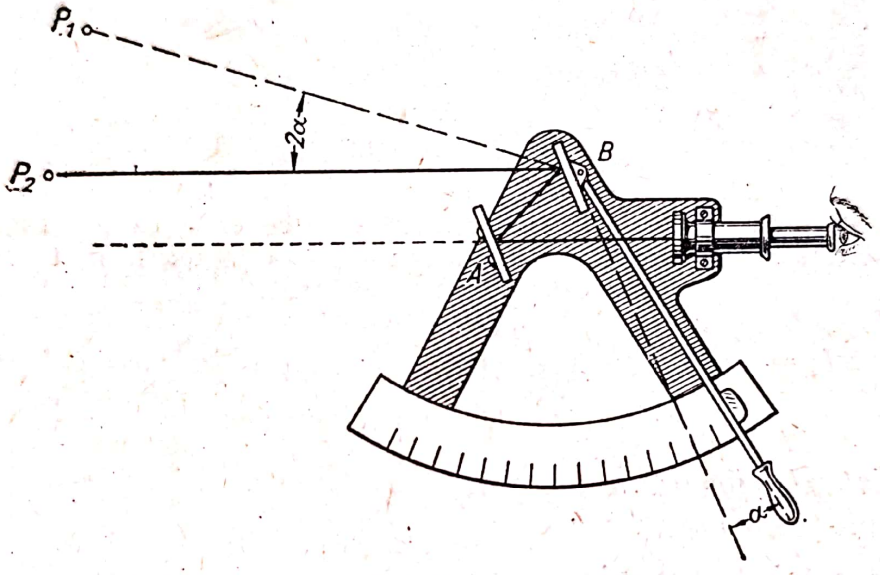


Fig. 183. Sextant cu oglindă: oglinda A este fixă, iar oglinda B poate fi rotită cu ajutorul mînerului său.

20.2. Oglinzi curbate

Oglinzile care reprezintă o porțiune din suprafața unei sfere se numesc *oglinzi sferice*. Ele pot fi *bombate* (*convexe*) sau *scobite* (*concave*). Oglinda pentru bărbierit, partea interioară a unei linguri de bucătărie cromate etc. sînt oglinzi concave, iar un glob pentru pomul de iarnă sau oglinda retrovizoare a unui automobil sînt oglinzi convexe.

Distanța de la suprafața sferică la centrul ei se numește *raza de curbură* r. Orice dreaptă care trece prin centru este o *axă optică* a oglinzii.

20.2.1. Oglinda sferică concavă

Dacă pe oglindă cad raze de lumină paralele (de exemplu lumina solară), toate razele reflectate se întîlnesc într-un punct,

Scanned with OKEN Scanner

focarul F (fig. 184). Distanța de la focar pînă la oglindă se numește *distanța focală f*.

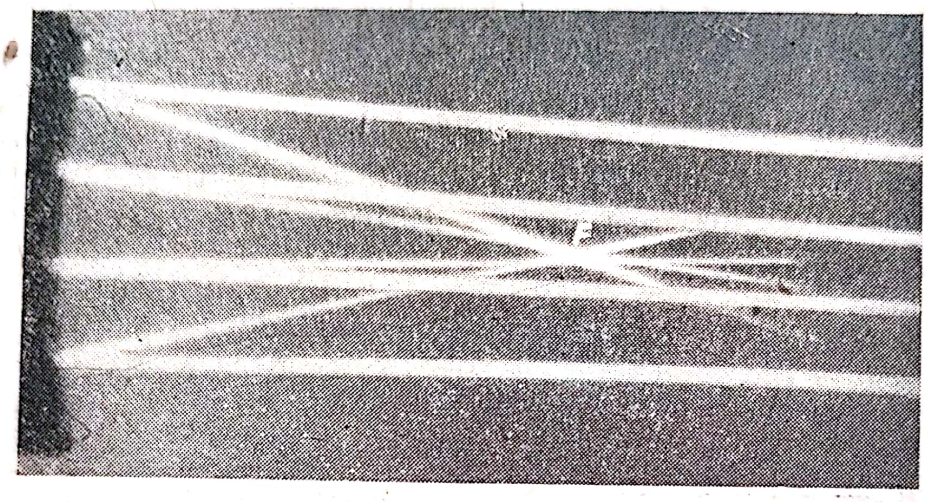


Fig. 184. Reflexia luminii pe oglindă concavă (se vede că în cazul oglinzii conc ve sferice razele depărtate de axă au o distanță focală mai scurtă decît razele apropiate de axă).

Razele paralele cu axa sînt concentrate în focar. Razele care pleacă din focar sînt reflectate paralel cu axa. (80)

Distanța focală a oglinzii sferice concave este: $\boxed{f=\frac{r}{2}}$ (81)

(formulă valabilă numai pentru razele apropiate de axă).

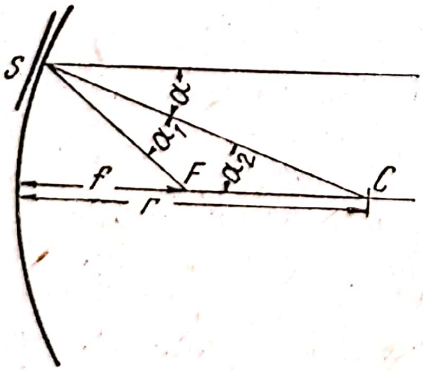


Fig. 185. Distanța focală f și raza de curbură.

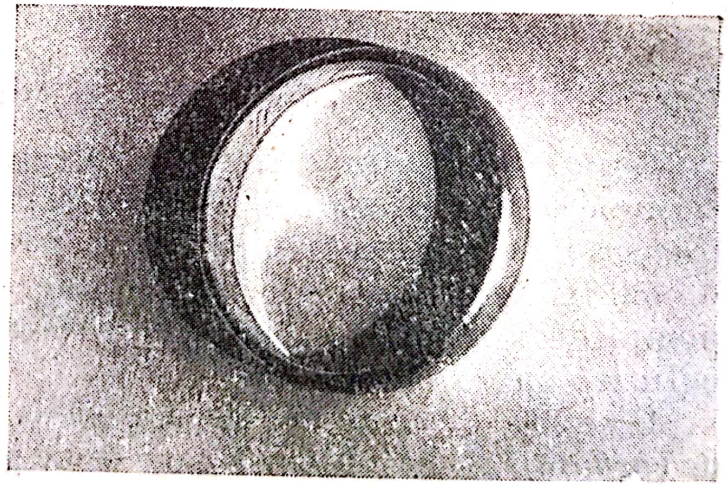


Fig. 186. Catacaustică.

Demonstrație. (fig. 185).

$\alpha=\alpha_1$ (conform cu legea reflexiei)

$\alpha=\alpha_2$ (ca unghiuri alterne interne)

Scanned with OKEN Scanner

$CF = SF$ (deoarece triunghiul CSF este isoscel)
$f = FS$ (la unghiuri α mici)

Rezultă: $f = CF = \frac{r}{2}$.

Dacă razele cad pe o porțiune relativ m a r e a suprafeței oglinzii, ia naștere o *curbă focală* numită *catacaustică*. Ea se vede foarte frumos pe partea interioară a unei verighete de aur pusă pe masă (fig. 186) sau pe peretele interior al unei cești de cafea.

Un focar absolut punctiform este dat de *oglinda parabolică*, care se bazează pe o proprietate geometrică corespunzătoare a parabolei. De aceea ea se întrebuințează la *proiectoare*. Toate razele care pornesc din focarul său sînt reflectate p a r a l e l, adică în aceeași direcție.

20.2.2. Imaginile în oglinda concavă

Dacă privim într-o oglindă concavă, vedem că aceasta poate să dea imagini m ă r i t e sau m i c ș o r a t e. Pentru construcția imaginii se pornește de la un punct oarecare al obiectului, care nu este situat pe axă, și se aleg dintre nenumăratele raze posibile trei *raze caracteristice*, al căror mers se poate urmări cu ușurință (fig. 187):

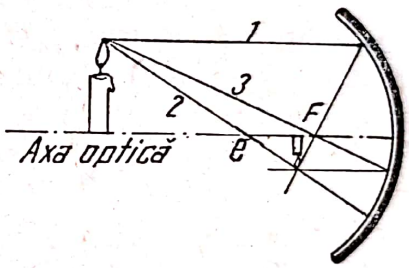


Fig. 187. Construcția imaginii cu cele trei raze caracteristice.

raza paralelă 1, conform propoziției (80), trebuie să treacă prin focarul F și deci ea devine o *rază focală*;

raza principală 2 (raza centrală) trece prin centrul de curbură C al oglinzii și este *reflectată pe propria sa direcție*, deoarece cade perpendicular pe oglindă;

raza focală 3 trece prin focarul F și, conform propoziției (80), devine o *rază paralelă*.

Cele trei raze se intersectează într-un singur punct al imaginii. Pentru a defini univoc acest punct, sînt suficiente două dintre

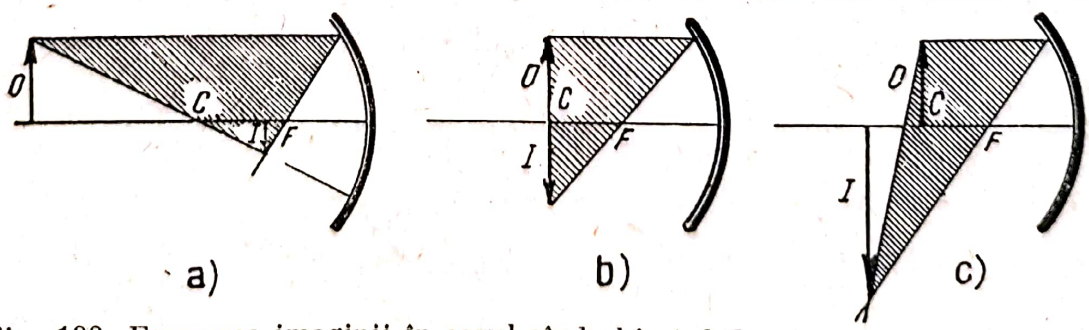


Fig. 188. Formarea imaginii în cazul cînd obiectul O se găsește la diferite distanțe de oglindă.

aceste raze. Dacă se repetă mintal construcţia pentru toate punctele obiectului, totalitatea punctelor obţinute formează o imagine reală şi răsturnată. Natura imaginilor obţinute cu ajutorul oglinzilor concave depinde de distanţa a de la obiect pînă la centrul oglinzii (fig. 188).

Tabela următoare rezumă cele patru cazuri posibile.

Distanţa a de la obiect	Felul imaginii
1. $a > r$	reală, răsturnată, micşorată
2. $a = r$	reală, răsturnată, la fel de mare
3. $r > a > f$	reală, răsturnată, mărită
4. $a < f$	virtuală, dreaptă, mărită

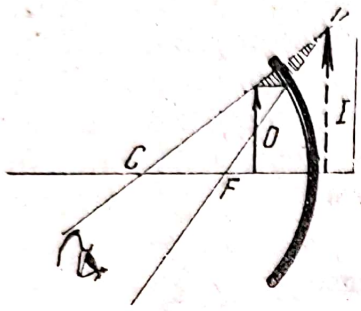


Fig. 189. Imagine virtuală într-o oglindă concavă.

Pentru a reprezenta ultimul caz să urmărim mersul razei principale şi al celei paralele (fig. 189). După reflexie ele nu se intersectează, ci se îndepărtează una de alta *(diverg)*. Observatorul însă prelungeşte mintal razele dincolo de oglindă, astfel că ele par a veni din punctul de intersecţie situat în spatele oglinzii (exemplu: oglinda de ras).

20.2.3. Ecuaţiile oglinzii concave

Se folosesc următoarele notaţii:

distanţa obiectului a care este depărtarea obiectului faţă de oglindă;

distanţa imaginii b care este depărtarea imaginii faţă de oglindă;

distanţa focală f care este depărtarea focarului faţă de oglindă.

Pentru comoditatea calculului se neglijează curbura oglinzii şi se presupune că suprafaţa sa este plană. Pentru construirea imaginii I se poate face uz şi de raza reflectată în centrul oglinzii, astfel încît se formează cele două triunghiuri asemenea haşurate în fig. 190. Din ele rezultă direct

scara imaginii: $$\boxed{\frac{O}{I} = \frac{b}{a}} \qquad (82)$$

Mărimea obiectului şi cea a imaginii stau în acelaşi raport ca depărtările lor de oglindă.

Scanned with OKEN Scanner

Cele două triunghiuri punctate sînt și ele a s e m e n e a. De aici rezultă proporția $\frac{I}{O}=\frac{f}{a-f}$. Se poate scrie că membrii II ai

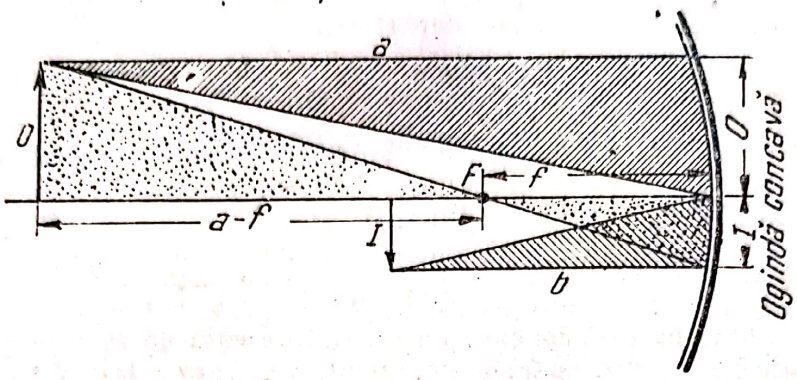


Fig. 190. Deducerea ecuației oglinzii concave.

acestor ecuații sînt egali și se obține $\frac{b}{a}=\frac{f}{a-f}$, de unde $\frac{a}{b}=\frac{a}{f}-\frac{f}{f}$. Dacă se împart ambii membri cu a, rezultă

ecuația oglinzii concave: $\boxed{\frac{1}{f}=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}}$. (83)

Relațiile deduse mai sus sînt a p r o x i m a t i v e, deoarece s-a presupus că oglinda este p l a n ă. Concordanța cu realitatea devine cu atît mai bună cu cît curbura oglinzii joacă un rol mai puțin important față de spațiul folosit pentru formarea imaginii, adică în cazul r a z e l o r m a r i d e c u r b u r ă și al u n g h i u r i l o r m i c i d e d i v e r g e n ț ă a f a s c i c u l u l u i d e r a z e f o l o s i t p e n t r u f o r m a r e a i m a g i n i i. Pe scurt:

ecuația oglinzii concave este valabilă numai pentru razele din apropierea axei.

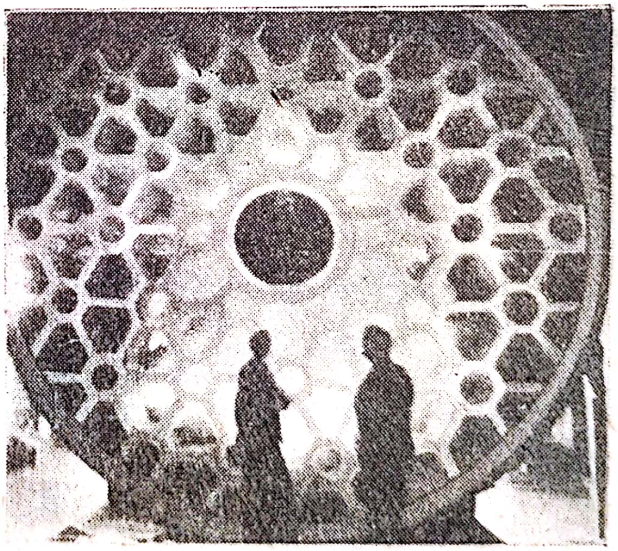


Fig. 191. Cea mai mare oglindă concavă din lume (diametrul 5 m) înainte de finisare. Pentru reducerea greutății, partea din spate a oglinzii este făcută în fagure.

Exemple. 1. Cel mai mare telescop din lume are o oglindă concavă cu diametrul de 5 m și un focar de 16,70 m (fig. 191). În ce punct se formează imaginea cerului înstelat?

Din cauza depărtării aproape infinite a stelelor, imaginea se formează în planul focarului oglinzii.

2. În faţa unei oglinzi concave cu raza de curbură de 80 cm, la distanţa de 1 m, se găseşte un bec cu incandescenţă de 10 cm înălţime. Ce fel de imagine se formează? Care este mărimea şi depărtarea ei?

Avem

$$f=\frac{80\text{ cm}}{2}=40\text{ cm}.$$

Deoarece $a>r$, se formează o imagine reală, răsturnată şi micşorată. Conform cu (83), $\frac{1}{b}=\frac{1}{f}-\frac{1}{a}$, de unde $b=\frac{fa}{a-f}=\frac{40\text{ cm}\cdot 100\text{ cm}}{(100-40)\text{ cm}}=66{,}7\text{ cm}$. Conform cu (82), rezultă apoi $I=\frac{O\cdot b}{a}=\frac{10\text{ cm}\cdot 66{,}7\text{ cm}}{100\text{ cm}}=6{,}67\text{ cm}$.

3. În faţa unei oglinzi concave cu distanţa focală de 60 cm se găseşte un obiect la distanţă de 20 cm. Ce fel de imagine se formează şi la ce distanţă?

După exemplul anterior, $b=\frac{60\cdot 20}{20-60}\text{ cm}=-30\text{ cm}$. Semnul minus arată că imaginea este v i r t u a l ă, adică se găseşte în d o s u l oglinzii.

20.2.4. **Oglinda sferică convexă**

Toată lumina care cade pe partea b o m b a t ă (convexă) a suprafeţei unei sfere este reflectată divergent (fig. 192).

Razele paralele cu axa par să provină după reflexie, dintr-un punct (centru de divergenţă) D situat în spatele oglinzii.

Situaţia geometrică în privinţa razei de curbură r este aceeaşi ca la oglinda concavă, astfel încît şi în acest caz $f=\frac{r}{2}$. De asemenea este valabilă şi ecuaţia oglinzii concave (83), în care *mărimile situate în spatele oglinzii* trebuie să fie luate cu *semnul minus*.

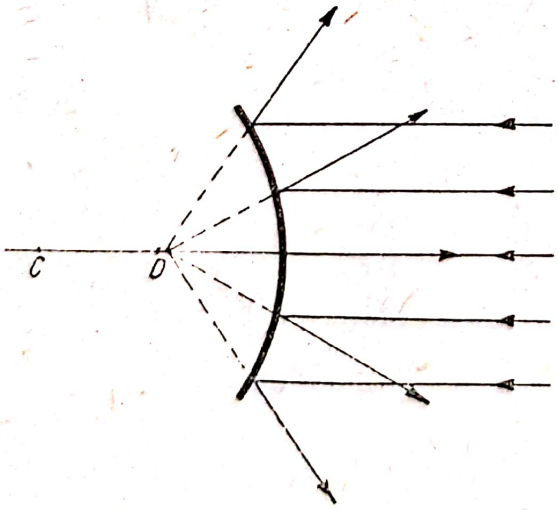


Fig. 192. Oglindă convexă cu centru de divergenţă.

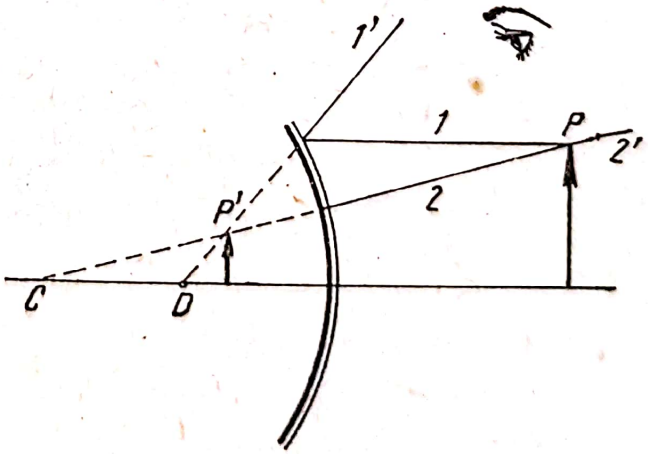


Fig. 193. Imagine virtuală într-o oglindă convexă.

Construcţia imaginii (fig. 193). Din punctul P al obiectului se duce raza paralelă *1*, care devine raza focală *1'*, şi raza principală *2*, care trece prin centrul

Scanned with OKEN Scanner

de curbură și este reflectată după propria sa direcție. Razele *1'* și *2'* sînt divergente. Pentru un observator, razele par să provină din punctul *P'* din spatele oglinzii.

Oglinda convexă dă o imagine virtuală dreaptă, micșorată.

21. Refracția luminii

Razele de lumină care cad oblic pe apă sau pe sticlă sînt în parte reflectate de suprafața acesteia, iar în parte pătrund în interior. Cînd razele incidente sînt oblice, se observă că sînt deviate de la direcția lor, adică sînt *refractate*. Cauza constă în viteza diferită de propagare a luminii în aer și apă, respectiv în sticlă. Această viteză are altă valoare în fiecare mediu.

Se deosebesc

medii optic mai dense: substanțe în care viteza de propagare a luminii este mai mică;

medii optic mai puțin dense: substanțe în care viteza de propagare a luminii este mai mare.

Prin experiențe simple se constată că (fig. 194):

la trecerea dintr-un mediu $\frac{\text{mai puțin dens}}{\text{mai dens}}$ *într-unul* $\frac{\text{mai dens}}{\text{mai puțin dens}}$,

raza este refractată, $\frac{\text{apropiindu-se}}{\text{depărtîndu-se}}$ *de normala de incidență.*

Raportul dintre vitezele luminii în aer și în mediul considerat se numește

indice de refrație, raportat la aer: $\boxed{n=\frac{c_1}{c_2}}$ (84)

în care c_1 este viteza luminii în aer, iar c_2 viteza luminii în mediul considerat.

De aici se obține

legea refracției a lui Snellius: $\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=n}$ (85)

deja dedusă în teoria undelor (vol. I, 7.3.2.).

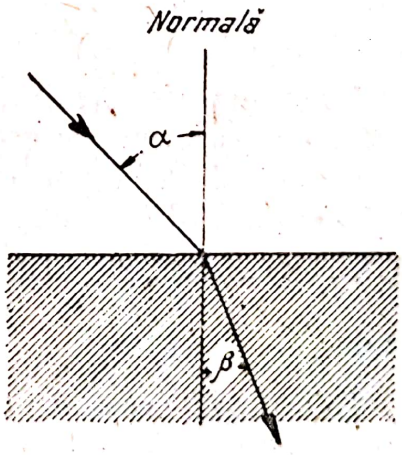


Fig. 194. Refracția luminii la trecerea dintr-un mediu mai puțin dens într-altul mai dens.

La trecerea din vid în aer se produce de asemenea o mică refracție. Pentru a obține *indicele de refracție absolut N* (față de vid) mai puțin utilizat,

trebuie să se înmulţească n cu indicele de refracţie absolut al aerului $N_{aer}=1{,}000\ 272\ 4$ la 20°C, 760 torr şi lumina sodiului. Deci valoarea exactă a indicelui de refracţie al unei substanţe depinde, în fiecare caz în parte, de presiunea aerului, de temperatură şi în special de lungimea de undă a luminii. Deocamdată însă nu vom ţine seama de aceasta (vezi dispersia luminii).

Indicele de refracţie n faţă de aer (lumina sodiului: $\lambda=589{,}3$ mμ)

Sticlă de Jena		Sulfură de carbon	1,63
Crown cu bor	1,51	Diamant	2,42
Flint	1,61	Apă	1,33
Flint greu	1,74	Alcool etilic	1,36

Din aceste valori numerice rezultă că lumina este refractată relativ slab de apă, iar cel mai puternic de diamant. Sticlele optice care refractă slab se numesc *crown-uri*, iar sticlele care refractă puternic se numesc *flinturi* (conţin plumb).

Construcţia razei refractate. În jurul punctului de incidenţă I se trasează

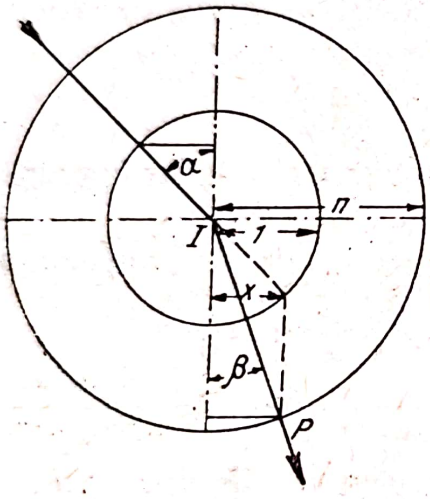


Fig. 195. Construcţia razei refractate.

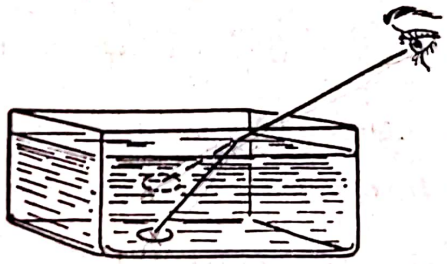


Fig. 196. Poziţia aparentă a unui obiect în apă.

două cercuri ale căror raze se găsesc în raportul $1:n$ (fig. 195). Prin punctul de intersecţie a razei cu cercul de rază 1 se duce o paralelă la normala pe suprafaţă; această paralelă intersectează a l d o i l e a cerc în punctul P. Dreapta IP reprezintă raza refractată. Se vede imediat că $\sin\alpha=\frac{x}{1}$, iar $\sin\beta=\frac{x}{n}$, de unde $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=n$.

Dacă raza trece dintr-un mediu mai dens într-un mediu mai puţin dens, se caută m a i î n t î i intersecţia razei luminoase cu cercul de rază n. Paralela la normala în punctul de incidenţă intersectează cercul cu raza 1 în P, iar dreapta PI reprezintă raza refractată.

Exemple. 1. Un obiect cufundat în apă pare că se găseşte mai aproape de suprafaţă decît în realitate (fig. 196). Cum se explică acest fenomen?

Scanned with OKEN Scanner

Conform principiului (77), ochiul caută originea unei raze în continuarea ei în linie dreaptă, adică în prelungirea razei care vine din apă. În realitate, drumul pînă la obiect este mai lung, deoarece raza este frîntă (vezi fig. 196).

2. Din cauza refracţiei razelor de lumină în atmosferă, soarele pare situat la înălţime mai mare decît în realitate.

3. Tremurul aerului fierbinte deasupra plitei unei sobe şi deasupra coşurilor de fum este o consecinţă a indicilor de refracţie diferiţi ai aerului rece şi ai aerului fierbinte.

21.1. Placa plan-paralelă

O rază care cade oblic pe o placă plan-paralelă de sticlă iese din placă pe faţa opusă sub un unghi egal cu unghiul de incidenţă.

Cînd o rază străbate oblic o placă plan-paralelă, ea suferă o translaţie paralelă (fig. 197).

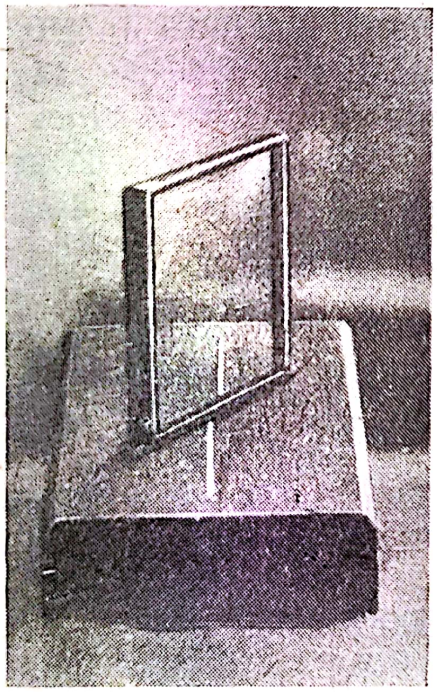


Fig. 197. În spatele geamului, linia albă apare deplasată paralel cu ea însăşi, deşi în realitate ea merge drept înainte.

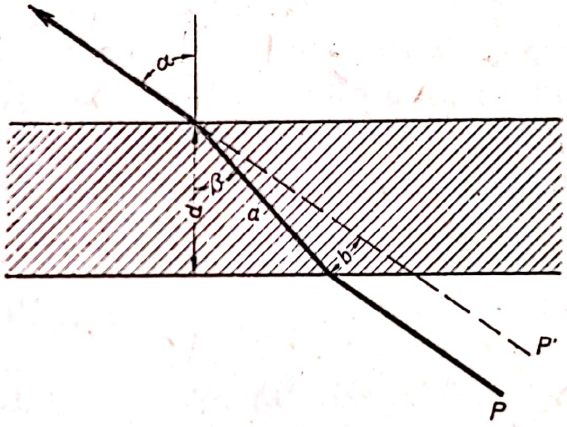


Fig. 198. Translaţia paralelă a razei care trece printr-o placă plan-paralelă.

Mărimea acestei deplasări (fig. 198) se poate calcula simplu. Un punct oarecare P de pe rază apare deplasat în P'. Din figură rezultă $\frac{b}{a} = \sin(\alpha-\beta)$ şi $\frac{d}{a} = \cos\beta$, de unde se obţine translaţia laterală: $b = \frac{d\sin(\alpha-\beta)}{\cos\beta}$.

Grosimea aparentă a unei plăci plan-paralele este: $\boxed{d' = \frac{d}{n}}$. (86)

Demonstraţie. Fie punctul considerat P situat pe faţa inferioară a plăcii (fig. 199). O rază *1* care pleacă oblic din acest punct este refractată la ieşirea din placă sub un unghi mai mare faţă de normală; dar raza *2*, care iese perpendicular pe suprafaţă, merge drept înainte. Ochiul vede originea ambelor raze

în punctul lor de intersecție P', care este situat mai sus. Deci, placa apare mai subțire. Dar *grosimea reală* este $d=\frac{a}{\operatorname{tg}\beta}$, pe cînd *grosimea aparentă* este $d'=\frac{a}{\operatorname{tg}\alpha}$. Întrucît ochiul interceptează numai un fascicul îngust de raze luminoase, unghiurile α și β sînt foarte mici, astfel încît se poate lua sinusul în loc de tangentă, de unde $\frac{d'}{d}=\frac{\sin\beta}{\sin\alpha}$, respectiv $d'=\frac{d}{n}$.

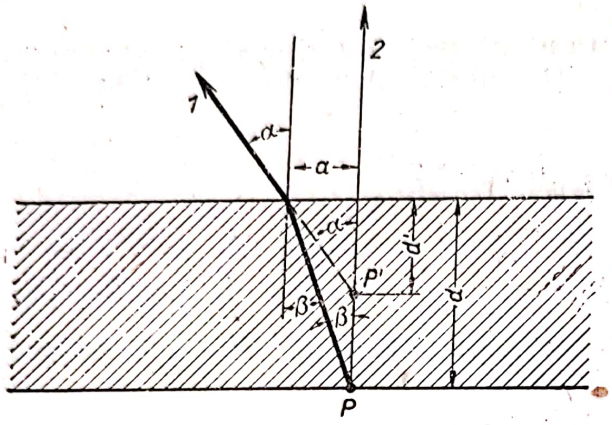


Fig. 199. Grosimea aparentă.

În modul acesta se poate măsura indicele de refracție al unei plăci subțiri. Se pune la punct în microscop mai întîi un punct de pe fața superioară și apoi un punct de pe fața inferioară a plăcii. Diferența dintre cele două citiri la micrometrul pentru deplasări verticale al microscopului dă grosimea aparentă, grosimea reală putînd fi măsurată direct.

21.2. Prisma

Din felul cum merg razele în fig. 200 se vede că:

o rază care cade pe fața laterală a unei prisme este refractată, îndepărtîndu-se de muchia refractantă.

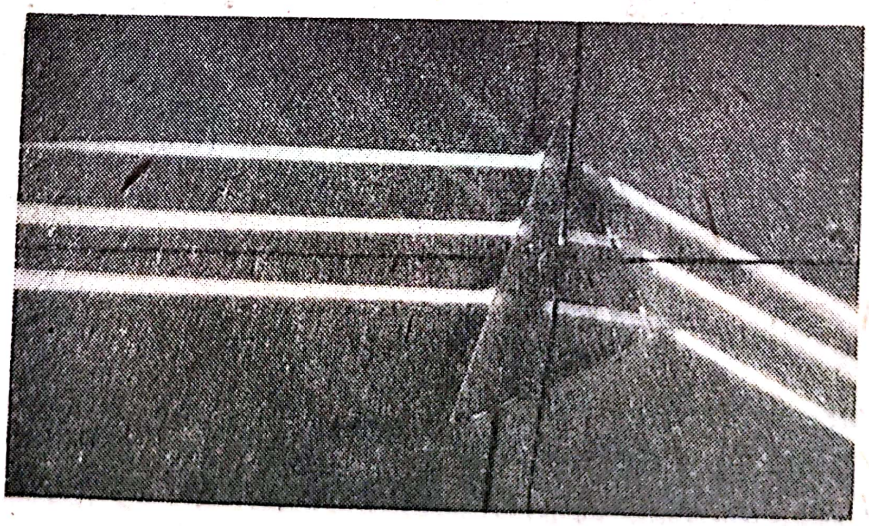


Fig. 200. Refracția într-o prismă: se observă că planul de intrare reflectă puțină lumină.

Scanned with OKEN Scanner

În fig. 201 se văd

unghiul prismei ω: unghiul sub care se întîlnesc cele două feţe laterale formînd muchia prismei;

unghiul de deviaţie φ: unghiul dintre raza incidentă şi cea emergentă.

Rezultă deci

$\varphi=\sigma+\tau$ (unghiul extern şi unghiul intern neadiacent);
$\omega=\beta+\gamma$ (idem).

Apoi $\sigma=\alpha-\beta$
şi $\tau=\varepsilon-\gamma$

astfel că $\varphi=\alpha-\beta+\varepsilon-\gamma$,

de unde rezultă

unghiul de deviaţie: $\boxed{\varphi=\alpha+\varepsilon-\omega}$. (87)

Deviaţia este minimă cînd raza străbate simetric prisma.

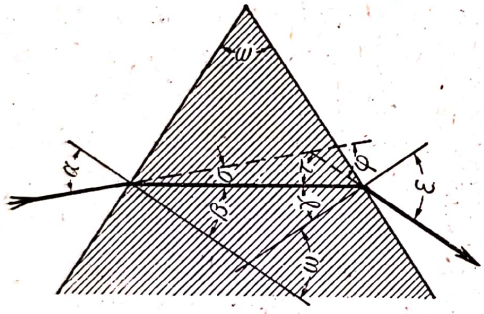


Fig. 201. Deviaţia φ.

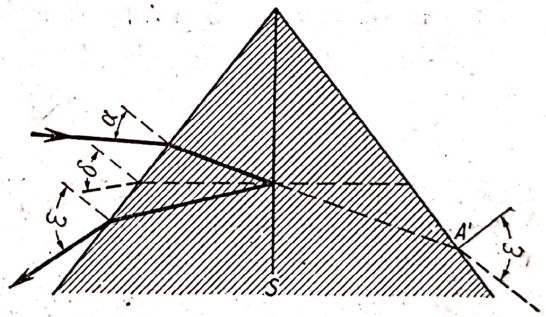


Fig. 202. Deviaţia minimă.

Demonstraţie. Să ne închipuim că planul de simetrie S al prismei reflectă ca o oglindă (fig. 202). O rază care intră în prismă sub unghiul α va ieşi după reflexie sub unghiul ε, egal cu unghiul sub care raza ar părăsi prisma în A' fără să se reflecte. Deviaţia razei reflectate este $\varphi'=180-(\varepsilon-\alpha)$ şi devine maximă (de 180°) cînd $\varepsilon=\alpha$, deci cînd raza cade perpendicular pe planul oglinzii, adică străbate simetric prisma. Dacă, se substituie $\varepsilon=180^\circ+\alpha-\varphi'$ în (87), avem $\varphi=\alpha+180^\circ+\alpha-\varphi'-\omega$, de unde, în cazul valorii maxime a lui φ', deviaţia ia valoarea sa minimă $\varphi=2\alpha-\omega$. Comparînd cu (87), se vede că atunci trebuie ca şi unghiul ε să fie egal cu unghiul. α.

Dacă se notează cu δ *unghiul de deviaţie minimă*, se obţine, conform cu (87):

$$\delta=\alpha+\alpha-\omega=2\alpha-\omega \text{ şi, deci, } \alpha=\frac{\omega+\delta}{2}$$

$$\omega=\beta+\beta=2\beta \text{ şi, deci, } \beta=\frac{\omega}{2}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Prin urmare

indicele de refracție exprimat în funcție de deviația minimă este:

$$n=\frac{\sin\frac{\omega+\delta}{2}}{\sin\frac{\omega}{2}}. \qquad (88)$$

Această relație oferă o metodă simplă de determinare a indicelui de refracție. Se pune prisma pe masa rotativă a unui spectrometru (vezi fig. 215) și se rotește prin dibuire pînă ce se găsește poziția de deviație minimă. Unghiul δ se poate citi pe cercul gradat 4 după poziția lunetei care servește la observație.

21.3. Reflexia totală

Dacă o rază trece dintr-un mediu mai dens într-altul mai puțin dens, o parte din lumină este reflectată de suprafața de separație a mediilor. Se poate modifica mereu unghiul de incidență β și se constată că, după ce s-a depășit un anumit *unghi β limită*, nu mai trece nimic în mediul mai puțin dens (fig. 203). Atunci raza este reflectată complet spre interior. Acest fenomen se numește *reflexie totală*.

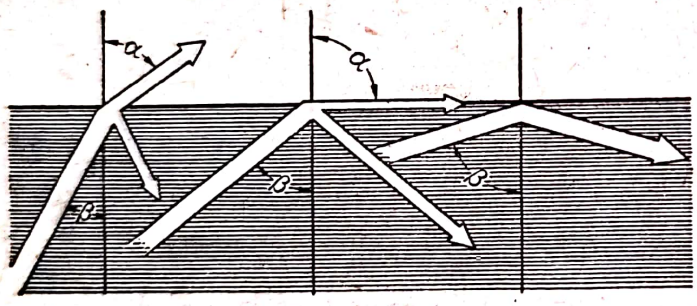


Fig. 203. Trecerea spre reflexia totală.

Cînd s-a ajuns la unghiul limită, α a atins valoarea sa maximă posibilă, și anume 90°. În acest caz raza emergentă ar trebui să fie cuprinsă în suprafața limită. Deoarece $\sin\alpha=1$ și $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=n$, avem

unghiul limită al reflexiei totale (față de aer):

$$\sin\beta=\frac{1}{n}. \qquad (89)$$

Fenomenul de reflexie totală (fig. 204) este larg folosit la instrumentele optice, deoarece coeficientul de reflexie este mai

Scanned with OKEN Scanner

mare decît la oglinzile metalizate. Formele de prisme cele mai des întîlnite sînt reprezentate în fig. 205...207.

Pentru determinarea indicelui de refracţie se întrebuinţează *refractometrul lui Abbe*. Deoarece indicele de refracţie se poate citi

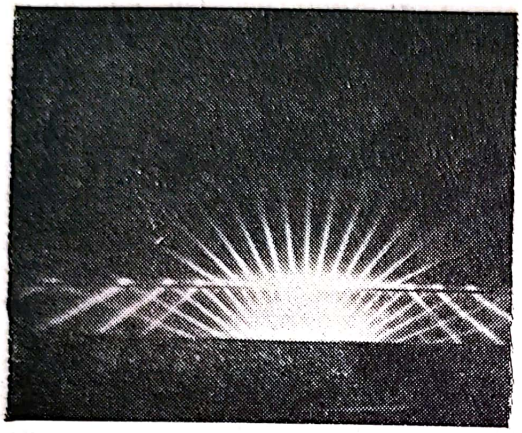


Fig. 204. Reflexie totală într-un bac umplut cu apă.

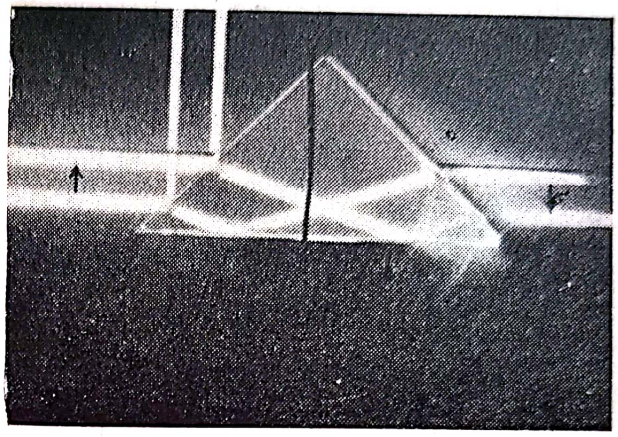


Fig. 205. Prismă de reflexie.

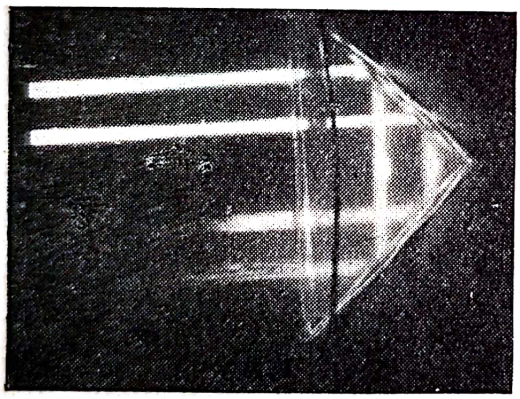


Fig. 206. Prismă de binoclu.

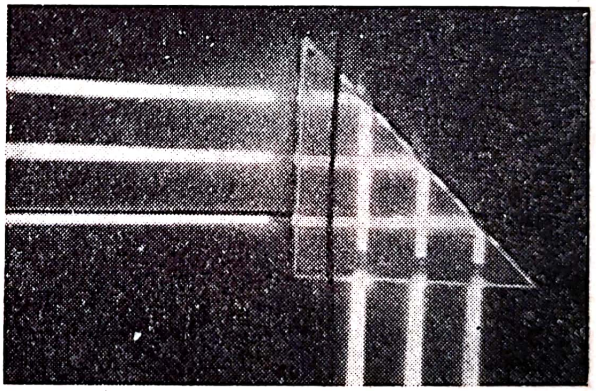


Fig. 207. Prismă de reflexie totală.

precis cu patru zecimale, acest refractometru este excelent pentru încercarea materialelor (calitatea uleiurilor, concentraţia soluţiilor etc.). O execuţie simplificată este *refractometrul cu imersie pentru lichide* (fig. 208, 209). Lumina care cade pe suprafaţa *S* a prismei este refractată spre interiorul prismei. Raza de incidenţă razantă dă în cîmpul vizual al aparatului limita dintre lumină şi întuneric, a cărei poziţie se citeşte pe o scară a lunetei care serveşte la observaţii.

Exemple. 1. Suprafeţele reflectante ale prismei din fig. 210 trebuie să fie argintate, pe cînd cele ale prismelor din fig. 205...207 nu trebuie să fie argintate.

Scanned with OKEN Scanner

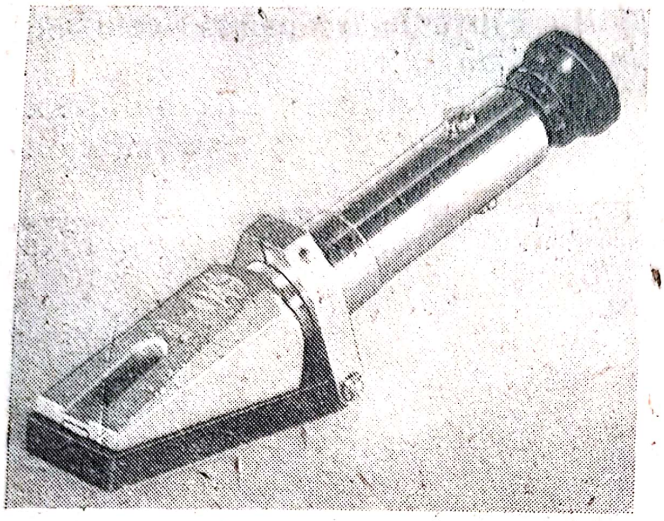


Fig. 208. Refractometru de mînă.

Deoarece $\sin \beta = \frac{1}{1,5} \ldots \frac{1}{1,7}$, unghiul limită al reflexiei totale la sticlă este $\beta = 36° \ldots 42°$, adică mai mic decît 45°.

2. Cînd mergem cu motocicleta (privire de la înălțime mică) în zilele călduroase de vară pe o porțiune lungă și dreaptă de șosea, vedem la mare depărtare niște „băltoace" în care se reflectă copacii de pe marginea șoselei (fig. 211).

Cauza este reflexia totală produsă de stratul de aer foarte încălzit situat la suprafața asfaltului (în pustiu, fenomenul este numit „fata morgana"). Dacă privim mai de sus unghiul limită este depășit și fnomenul dispare.

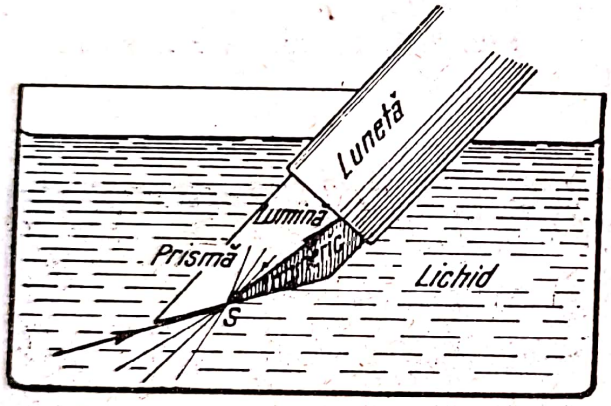


Fig. 209. Principiul refractometrului cu imersie.

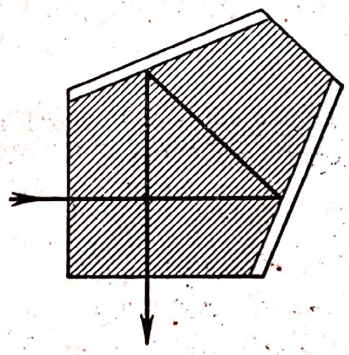


Fig. 210. Prismă pentagonală.

3. Un tub de sticlă gol cufundat în apă reflectă ca o oglindă.

4. Strălucirea mare a diamantelor se datorește valorii mici a unghiului limită de reflexie totală și anume de 24,6° $\left(\sin \beta = \frac{1}{2,4}\right)$.

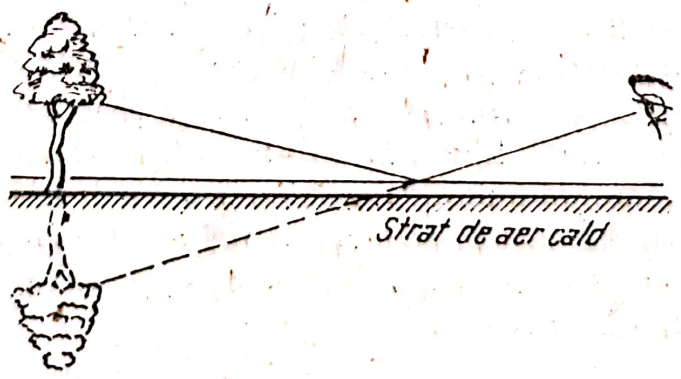


Fig. 211. Oglindirea în stratul de aer de pe o șosea.

Scanned with OKEN Scanner

22. Descompunerea luminii (dispersia)

Pe muchiile teşite ale oglinzilor şi pe feţele şlefuite ale pietrelor preţioase, pe ornamentele de sticlă atîrnate de policandre şi la cristalele de gheaţă se observă adesea un joc splendid de culori. Lumina a l b ă a zilei este d e s c o m p u s ă în diferite c u l o r i. Acest proces se numeşte *dispersia* luminii.

Fenomenul devine şi mai vizibil cînd lumina albă paralelă cade printr-o fantă *F* pe suprafaţa unei prisme (fig. 212). Trecînd prin fantă, fasciculul de raze luminoase suferă o descompunere, al cărei rezultat este apariţia unei benzi c o l o r a t e, care se numeşte *spectru*. Prin simpla privire a acestei benzi se recunosc, în ordinea de mai jos, *culorile spectrului* (numite în viaţa de toate zilele *culorile curcubeului*):

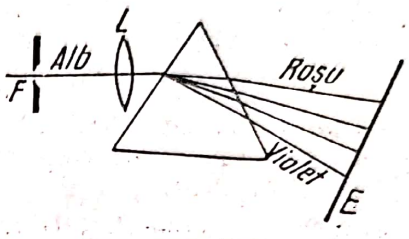


Fig. 212. Dispersia:
F — fantă; *L* — lentilă convergentă, care, dacă n-ar exista prisma, ar reproduce pe ecranul *E* o imagine bine conturată a fantei.

roşu — portocaliu — galben — verde — albastru — indigo — violet, r o ş u l fiind deviat cel mai puţin, iar v i o l e t u l cel mai mult (vezi punctul *1* din planşa în culori).

Lumina albă este un amestec de radiaţii cu diferite lungimi de undă.
Fiecare radiaţie cu o anumită lungime de undă are un alt indice de refracţie. Indicele de refracţie scade pe măsură ce lungimea de undă creşte.

Totuşi, lungimea de undă şi indicele de refracţie nu sînt proporţionale între ele.

O lentilă cilindrică pusă în calea razelor spectrului concentrează din nou fasciculul de culori şi reconstituie lumina albă.

Din compunerea culorilor spectrului rezultă lumină albă.

Din cauza dispersiei, care are loc totdeauna, i n d i c e l e d e r e f r a c ţ i e al unei substanţe este valabil n u m a i pentru o a n u m i t ă l u n g i m e d e u n d ă. Diferitele substanţe dispersează lumina în mod diferit. Deosebit de puternică este dispersia luminii de către sulfura de carbon; turnată într-un mic flacon în trei muchii, sulfura de carbon foloseşte la producerea unor spectre foarte largi (vezi ultima coloană din tabela următoare).

Scanned with OKEN Scanner

Dispersia cîtorva substanţe

Substanţa	Lungimea de undă C 656,3 mμ	D 589,3 mμ	F 486,3 mμ	H 396,8 mμ	Dispersia medie $n_F - n_C$
Apă, la 20°C	1,331	1,333	1,337	1,343	0,006
Sticlă crown	1,5 6	1,519	1,525	1,535	0,009
Sticlă flint	1,614	1,619	1,631	1,653	0,017
Sulfură de carbon	1,619	1,628	1,653	1,700	0,034

Exemple. 1. Curcubeul ia naştere prin dispersia şi reflexia luminii solare în picăturile mici de ploaie. Observatorul trebuie să privească stînd cu spatele la Soare (fig. 213).

2. *Prisma acromatică* (fig. 214) deviază razele, dar nu le descompune în culori. Ea constă din combinaţia unei prisme de sticlă crown cu o prismă de sticlă flint. Unghiurile acestor prisme trebuie astfel calculate încît două culori ale spectrului (de exemplu roşu şi albastru) să aibă acelaşi

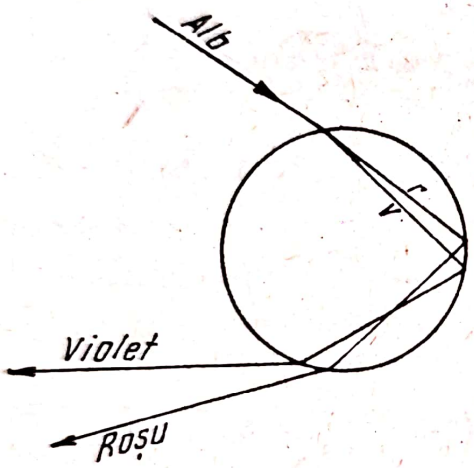


Fig. 213. Cum se produce curcubeul.

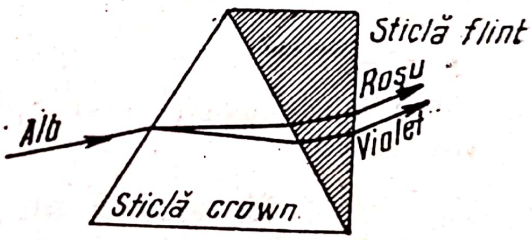


Fig. 214. Prismă acromatică.

unghi de deviere, adică să iasă paralele din prismă. O corecţie riguroasă pentru toate culorile este imposibilă.

22.1. Spectrele

22.1.1. Spectrul continuu

Cînd banda de culori descrisă mai sus constă dintr-o serie neîntreruptă de culori care trec treptat dintr-una într-alta, ea se numeşte *spectru continuu*. Acest spectru este produs de toate corpurile care radiază căldură şi, în special, de Soare. Modul în care se distribuie intensitatea radiaţiilor cu diferite lungimi de undă de-a lungul spectrului este indicat de curba intensităţii spectrale a corpului negru (vezi fig. 78).

Scanned with OKEN Scanner

22.1.2. Spectrul de linii

Cercetări mai precise în domeniul spectrelor se fac cu *spectrometrul* (fig. 215). Lumina care urmează a fi analizată cade printr-o fantă fină şi reglabilă *1* pe *colimatorul 2*, care o face paralelă. Cu ajutorul lunetei *3* se observă spectrul mărit. În *spectrograf*

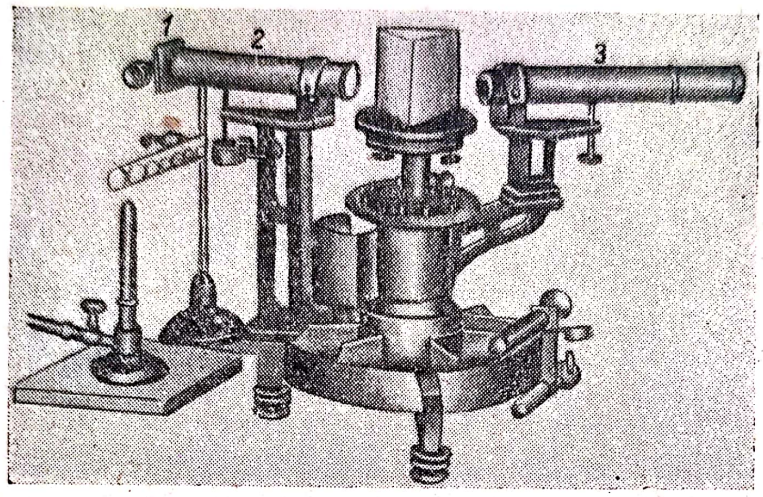


Fig. 215. Spectrometru.

(fig. 216) se fotografiază spectrul cu ajutorul unui al doilea sistem de lentile.

Se constată atunci că gazele şi vaporii emit numai a n u m i t e l u n g i m i d e u n d ă. Dacă, de exemplu, se presară sare de bucătărie (NaCl) peste o flacără obscură de gaz aceasta se colo-

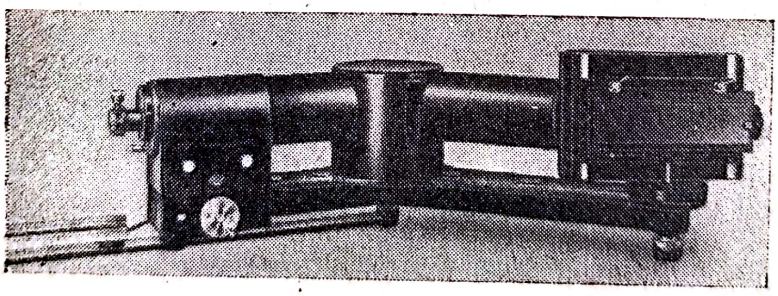


Fig. 216. Spectograf cu cuarţ.

rează intens în galben, ceea ce se datorește sodiului pe care-l conţine sarea. Spectrul constă numai dintr-o singură linie galbenă îngustă (λ=589,3 mμ). Dacă fanta este extrem de fină şi dacă prisma are o mare putere separatoare, se constată că această linie este formată din alte două linii foarte apropiate: D_1(λ=589,0 mμ) şi D_2(λ=589,6 mμ).

Deci lumina de sodiu este practic *monocromatică*. Se poate obține lumină monocromatică cu altă lungime de undă, de exemplu cu ajutorul unei lămpi cu vapori de mercur, dacă se separă lungimea de undă căutată cu ajutorul unor filtre optice convenabile.

Compușii potasiului colorează flacăra în violet palid, iar spectrul lor conține cinci linii. Fiecare metal dă un *spectru de linii* caracteristic. Gazele rarefiate prin care trece un curent electric dau de asemenea spectre de linii multicolore (punctele *3* și *4* din planșa în culori). Pe baza liniilor care apar într-un spectru se poate stabili neîndoielnic prezența unui element chimic (*analiză spectrală*). Spectografele, care au ajuns la o mare perfecțiune, se pretează chiar la întrebuințare pentru analiza cantitativă a metalelor.

Spectrele de linii sînt produse de elementele chimice, adică de diferiții lor atomi care emit radiații. Combinațiile chimice sau, mai exact, moleculele care oscilează, dau spectre de bandă. În loc de linii discrete, ele conțin benzi mai late, compuse din numeroase linii foarte apropiate între ele.

22.1.3. Spectrele de absorbție

Cînd lumina albă trece printr-o sticlă colorată, după descompunerea spectrală apare pe ecran un spectru din care au dispărut porțiuni largi: sticla a absorbit o parte din radiații. Cînd se intercalează alte substanțe, iau naștere adesea benzi întunecoase caracteristice (benzi de absorbție), care sînt un auxiliar important al analizei chimice (vezi punctul *5* din planșa în culori). De exemplu sîngele produce cîte o bandă caracteristică în galben și în verde.

Dacă lumina albă trece prin vapori de metal, apar niște linii negre în locurile unde vaporii de metal ar produce linii spectrale proprii. Prin urmare

> *gazele și vaporii absorb lungimile de unde pe care le emit ele înșile.*

Studiind spectrul solar, Fraunhofer a descoperit în anul 1814 numeroase asemenea linii în el. După poziția și distribuția *liniilor lui Fraunhofer* se poate afla ce elemente chimice conține pătura exterioară a Soarelui. Cele mai intense dintre aceste linii au fost notate de Fraunhofer cu litere de la *A* pînă la *K*.

Pe baza acestor linii ale lui Fraunhofer s-a descoperit gazul nobil heliu în Soare, înainte de a fi găsit pe Pămînt.

Scanned with OKEN Scanner

Lungimile de undă ale luminii cîtorva elemente chimice,
în mμ
(în aer, la 15°C şi 760 torr)

Argint	328,068	Hidrogen	397,007	Bariu	455,4037
	338,289		410,1736		493,410
	520,9079		434,046		553,553
	564,5487		486,132	Stronţiu	407,7714
Cupru	324,754		656,2785		421,5515
	327,3965	Potasiu	344,637		460,733
	521,8202		404,414	Heliu	447,1480
Calciu	315,888		404,720		471,3147
	317,934		766,491		492,1926
	393,3670		769,898		501,5678
	396,8475	Sodiu	330,234		587,5623
	422,6728		330,294		667,8149
	428,301	D_1	588,9965		706,5197
	430,774	D_2	589,5932	Oxigen	394,733
		Taliu	377,572		628,29
			535,046		686,72
					760,82

Liniile lui Fraunhofer

Culoarea:	Violet		Indigo	Albastru	Verde	Galben	Portocaliu	Roşu		
Liniile lui Fraunhofer	K	H	G	F	E	D		C	B	A
Lungimea de undă (mμ)	393,3	396,8	430,8	486,1	527,0	589,3		656,3	686,7	759,3
Cărui element chimic aparţine	Ca	Ca	Fe	H	Fe	Na		H	O	O

23. Lentile

Se deosebesc în principiu două feluri de lentile:
lentile convergente (*mai groase* la mijloc decît la margine);
lentile divergente (*mai subţiri* la mijloc decît la margine).

Scanned with OKEN Scanner

Suprafețele lentilelor pot fi *convexe* sau *concave*. Figura 217 reprezintă diferite forme posibile de lentile. Cele mai multe lentile folosite în practică se șlefuiesc *sferic*, adică suprafețele lor sînt

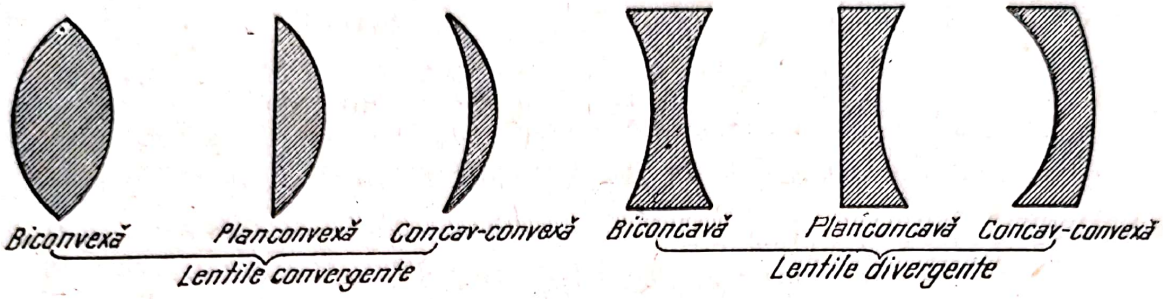


Fig. 217

porțiuni de s u p r a f a ț ă s f e r i c ă. Această formă se poate executa deosebit de simplu din punct de vedere tehnic. Prin combinarea mai multor lentile simple se pot îndeplini toate condițiile necesare pentru a obține o imagine bună.

23. 1. **Lentile convergente**

Toată lumea cunoaște *lupa*, o lentilă simplă cu ajutorul căreia se concentrează în *focar* lumina solară p a r a l e l ă c u a x a l e n t i l e i. Dacă se întoarce lentila pe partea cealaltă, ia naștere un nou focar la aceeași distanță (fig. 218). Lentila conver-

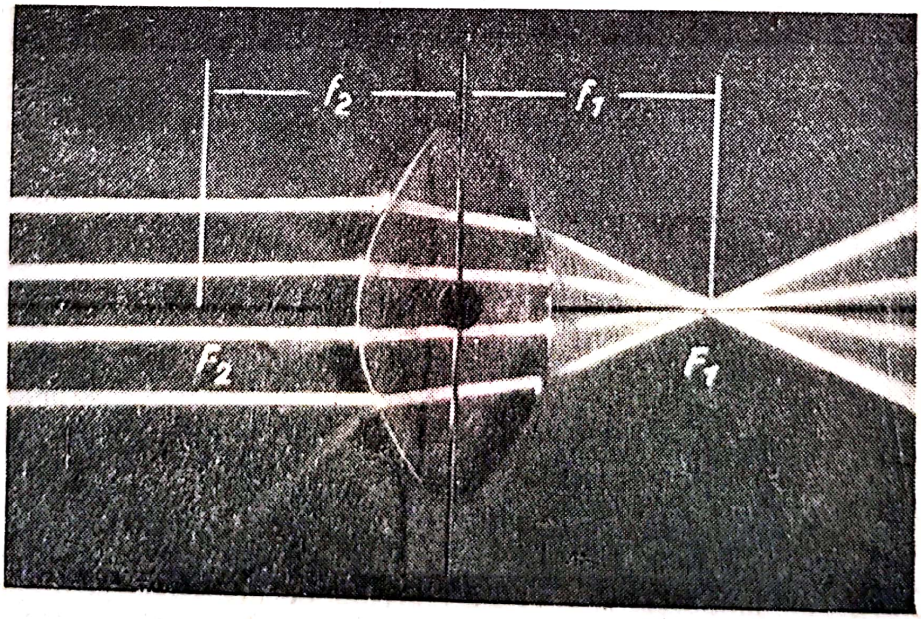


Fig. 218. Lentilă convergentă.

gentă are deci două focare F_1 și F_2 cu aceeași distanță focală ($f_1 = f_2$), chiar dacă razele de curbură ale celor două suprafețe ale lentilei sînt diferite. La lentilele subțiri, distanța focală f se măsoară de la mijlocul lentilei.

Razele paralele cu axa lentilei se întîlnesc în focar.

Demonstrație. Să ne închipuim că lentila văzută în secțiune este compusă din mai multe prisme. În acest caz, razele incidente sînt refractate cu atît mai puternic cu cît punctul de incidență este mai aproape de marginea lentilei.

De multe ori puterea optică a unei lentile (convergența) se exprimă în *dioptrii*.

Puterea optică sau convergența este: $\boxed{D = \frac{1}{f}}$ [dioptrii] (91)

în care f este exprimat în metri.

De exemplu o lentilă cu distanța focală de 25 cm are o putere optică de $\frac{1}{0{,}25\ \text{m}} = 4$ dioptrii.

Ca în cazul oglinzii sferice focarul nu este un p u n c t matematic, ci o z o n ă cu atît mai întinsă cu cît fasciculul de raze care străbate lentila este mai lat. O lentilă care concentrează m a t e m a t i c e x a c t lumina p a r a l e l ă c u a x a e i ar trebui să aibă formă hiperbolică. Fabricarea unor asemenea lentile nu merită osteneala, deoarece celelalte defecte ale lentilei sferice (vezi p. 199) se mențin și în acest caz.

Pentru construirea imaginilor, se folosesc, ca și la oglinzile sferice, *cele trei raze caracteristice*, despre care se știe că:

razele paralele devin raze focale;
razele focale devin raze paralele;
raza principală trece nedeviată prin mijlocul lentilei.

Pentru construcția univocă a unui punct al imaginii sînt suficiente două dintre aceste raze.

În raționamentele simple nu se ține seamă de grosimea lentilei. Lentila este tratată ca un plan, astfel că nu este nevoie de exemplu să se aibă în vedere că raza principală suferă în fapt o m i c ă t r a n s l a ț i e p a r a l e l ă.

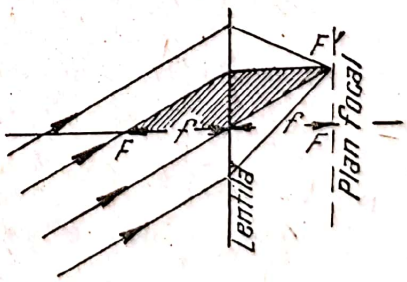


Fig. 219. Fascicul paralel cu incidență oblică.

Razele paralele cu incidență oblică se întîlnesc în planul focal.

Demonstrație. Din fasciculul a cărui direcție este o b l i c ă p e a x a lentilei se aleg raza principală și raza focală. Punctul lor de intersecție F' este situat în planul care trece prin focarul F, deoarece cele două triunghiuri haşurate sînt congruente (fig. 219).

Scanned with OKEN Scanner

La baza construcţiilor geometrice ale imaginilor în lentile stau aceleaşi principii pe care le-am aplicat la studiul oglinzilor concave. Îndrumările din paragraful 20.2.2. pot fi reproduse cuvînt cu cuvînt şi în ceea ce priveşte lentilele convergente.

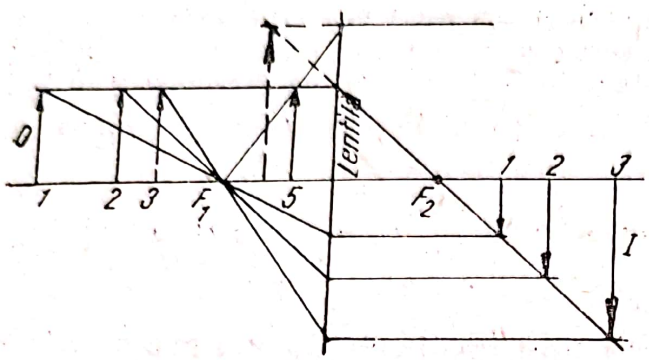


Fig. 220. Construcţia imaginii cu ajutorul razei paralele şi al razei focale, cînd obiectul O se găseşte la diferite distanţe.

Construcţia unui punct al imaginii. Pentru a găsi imaginea vîrfului obiectului AB, care se găseşte în fig. 220 în poziţia *1*, se duce pînă la lentilă o rază paralelă cu axa şi raza focală care trece prin F_1. Prima rază este continuată în spatele lentilei sub formă de rază focală care trece prin F_2, iar a doua rază sub formă de rază paralelă. Acolo unde se intersectează aceste două raze se găseşte punctul corespunzător al imaginii.

Dacă obiectul se aşază succesiv la d i f e r i t e distanţe faţă de lentilă, rezultă (fig. 220):

Cazul	Poziţia obiectului	Poziţia imaginii	Felul imaginii	Aplicaţii
1.	$a>2f$	$2f>b>f$	reală, răsturnată, micşorată	Aparatul fotografic
2.	$a=2f$	$b=2f$	reală, răsturnată, la fel de mare	Ocularele la lunete cu imagine dreaptă
3.	$2f>a>f$	$b>2f$	reală, răsturnată, mărită	Aparatul de proiecţie
4.	$a=f$	$b=\infty$	virtuală, dreaptă, mărită	Proiectorul, lupa
5.	$a<f$	$b<0$	virtuală, dreaptă, mărită	Lupa

Experienţă. Se ţine o lentilă convergentă în faţa unei ferestre şi se mişcă prin încercări o foaie de hîrtie paralel cu lentila în direcţia axei optice. În poziţia corectă apare pe hîrtie o imagine luminoasă, micşorată şi răsturnată a ferestrei. Ea este reală, căci în planul hîrtiei toate razele care vin din diferitele puncte ale ferestrei se intersectează în cîte un punct al imaginii.

Scanned with OKEN Scanner

23.1.2. Ecuația lentilei

Din asemănarea triunghiurilor haşurate în fig. 221 rezultă că raportul dintre mărimea O a obiectului şi mărimea I a imaginii este dat de $\frac{O}{a}=\frac{I}{b}$ respectiv

scara imaginii este: $\boxed{\frac{I}{O}=\frac{b}{a}}$ (93)

Asemănarea triunghiurilor punctate dă $\frac{O}{I}=\frac{a-f}{f}$. Pe de altă parte, conform cu (93), avem $\frac{O}{I}=\frac{a}{b}$ astfel că, egalînd membrii II ai celor două ecuaţii, $\frac{a-f}{f}=\frac{a}{b}$. De aici, prin transformare, rezultă

ecuaţia lentilei: $\boxed{\frac{1}{f}=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}}$ (94)

Distanţa focală f se poate calcula cunoscînd razele de curbură ale lentilei şi indicele de refracţie al sticlei. Vom porni de la ecuaţia prismei—în cazul razelor simetrice, pentru care am găsit expresia (88):

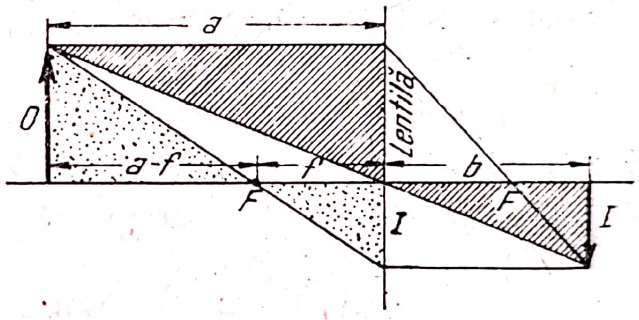


Fig. 221. Deducerea ecuaţiei lentilelor.

$$n=\frac{\sin\frac{\omega-\delta}{2}}{\sin\frac{\omega}{2}}$$ (în care ω este unghiul prismei, iar δ este unghiul de deviaţie). Un punct A al obiectului, situat pe axa optică, produce punctul D al imaginii, situat tot pe această axă (fig. 222). Să considerăm că punctul unde una din razele în cauză străbate lentila face parte dintr-o porţiune de prismă al cărei unghi ω este foarte mic (din cauză că razele sînt apropiate de axă). În acest caz şi unghiul de deviaţie δ este foarte mic, astfel încît în ecuaţia precedentă se poate înlocui sinusul cu valoarea unghiului (în radiani). De aici rezultă $n\omega=\omega+\delta$ sau

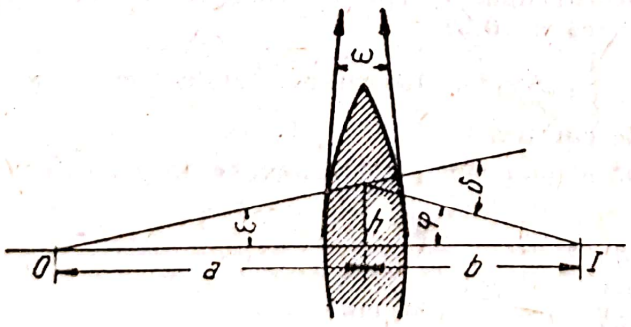


Fig. 222. Deducerea ecuaţiei lentilei.

$$\delta=(n-1)\omega.$$ (a)

Dar $\varepsilon+\varphi=\delta$. Unghiurile mici ε și φ pot fi înlocuite prin valorile tangentelor lor, astfel încît $\frac{h}{a}+\frac{h}{b}=\delta=h\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}\right)$ sau, din cauza ecuației (94), $\delta=\frac{h}{f}$; împreună cu (a) ele dau

$$\frac{\omega}{h}=\frac{1}{(n-1)f}.$$

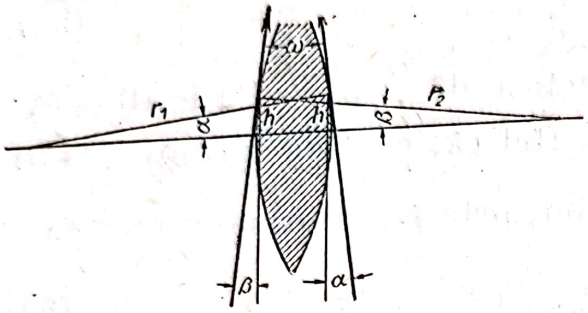


Fig. 223. Deducerea ecuației lentilei (razele de curbură și unghiurile de refracție).

Însă laturile unghiului ω al prismei sînt tangente la suprafețele curbe ale lentilei (fig. 223). În punctele de contact sînt duse razele de curbură r_1 și r_2, care formează cu axa optică unghiurile α și β. Aceleași unghiuri rezultă dacă din punctele de contact se coboară perpendiculare pe axă, de unde se găsește că $\omega=\alpha+\beta$. Din cauza micimii unghiurilor α și β, se pot pune sinusurile corespunzătoare $\frac{h}{r_1}$ și $\frac{h}{r_2}$. Rezultă

$$\omega=h\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right) \quad \text{sau} \quad \frac{\omega}{h}=\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right).$$

Egalînd această expresie cu (b), rezultă $\frac{1}{(n-1)f}=\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)$ și, deci,

distanța focală a unei lentile convergente este: $\boxed{\frac{1}{f}=(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)}$. (95)

Exemple. 1. Unde se găsește focarul unei lentile convergente biconvexe cu aceeași curbură pe ambele fețe, dacă $n=0{,}5$?

Din (95) se obține $\frac{1}{f}=0{,}5\left(\frac{2}{r}\right)=\frac{1}{r}$. Așadar, focarul acestei lentile foarte întrebuințate se găsește în centrul de curbură.

2. Să se calculeze distanța focală a unei lentile planconvexe cu $r=12$ cm și $n=1{,}5$.

Rezultă

$$\frac{1}{f}=0{,}5\left(\frac{1}{\infty}+\frac{1}{12}\right), \quad f=\frac{12}{0{,}5}=24 \text{ cm}$$

Distanța focală a acestei lentile, de asemenea foarte întrebuințată, este egală cu dublul razei de curbură (vezi exemplul anterior).

3. Un om înalt de 1,70 stă în fața unei lentile cu distanța focală de 15 cm la depărtarea de 5 m. Cît de mare este imaginea sa vizibilă pe geamul mat al aparatului fotografic?

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a putea face calculul cu ecuaţia (93), mai trebuie să se afle distanţa la care se formează imaginea. Prin rezolvarea ecuaţiei (94) în raport cu b se obţine $b=\frac{af}{a-f}$, respectiv $\frac{500\cdot 15}{500-15}$ cm$=15{,}45$ cm, de unde, conform cu (93), se obţine $I=O\frac{b}{a}$, respectiv $I=5{,}26$ cm.

23.2. Lentila divergentă

Razele paralele cu axa optică sînt deviate de o lentilă divergentă spre exterior, în aşa fel încît par să provină dintr-un punct (punct de divergenţă, *focar virtual*) (fig. 224). Cu ajutorul

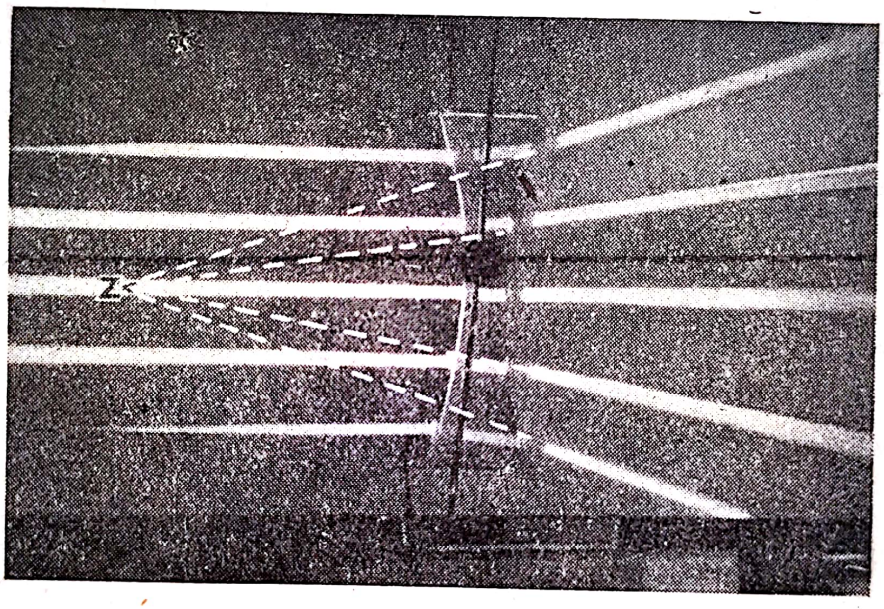


Fig. 224. Focarul virtual al unei lentile divergente.

său şi al razelor principale şi paralele se poate construi o imagine virtuală, dreaptă, micşorată (fig. 225). Cînd se aplică formula lentilelor (94), trebuie să se ia *focarul cu semnul minus*, astfel încît

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=-\frac{1}{f}$$

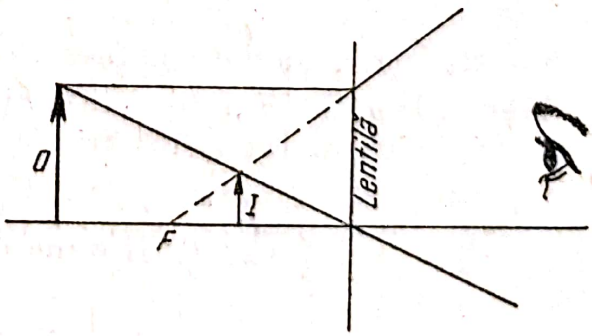


Fig. 225. Imagine virtuală dată de o lentilă divergentă.

23.3. Lentile groase

Riguros vorbind, razele merg în felul arătat

în fig. 219···221 numai în cazul lentilelor infinit de subțiri. Pentru simplificare, s-a presupus că la trecerea prin lentilă razele sînt refractate o singură dată (și anume în planul median). La lentilele groase însă această construcție devine inexactă. Fig. 218 arată clar cum fiecare rază este refractată în realitate de două ori. Construcția imaginii la *lentilele groase* este exactă numai dacă, în loc de planul median, se iau ca bază cele două așa numite *plane principale*. Planele principale intersectează axa optică în două *puncte principale*. Calculul arată că

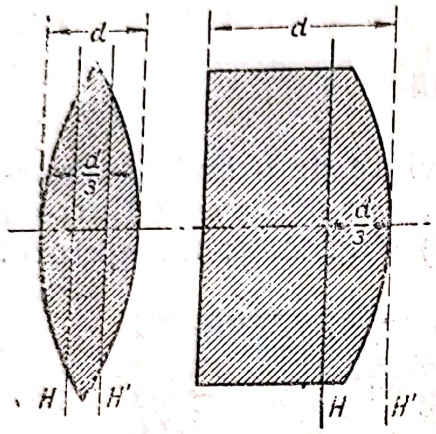


Fig. 226. Poziția planelor principale la lentilele groase.

a) la o *lentilă biconvexă groasă, simetrică* ($n=1{,}5$ și $r \geqslant d$) distanța dintre planele principale este egală cu o treime din grosimea lentilei;

b) la o *lentilă planconvexă groasă* ($n=1{,}5$ și $r \geqslant d$) distanța de la un plan principal pînă la creștetul lentilei este egală cu o treime din grosimea lentilei (fig. 226).

(Celălalt plan principal este tangent la suprafața convexă în creștet.)

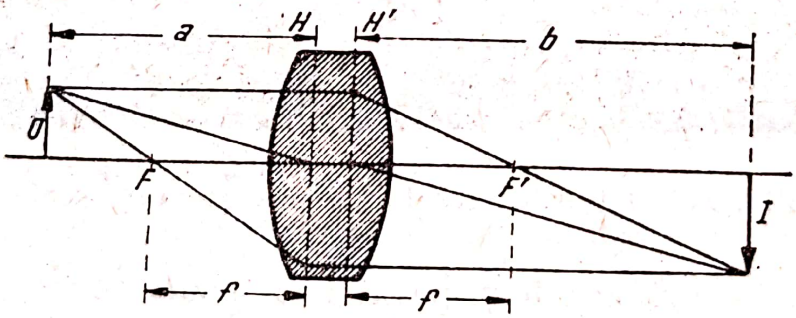


Fig. 227. Construcția imaginii cu ajutorul planelor principale.

Construcția imaginii se face ca în fig. 227.

Mărimile a, b și f pe care le conține ecuația lentilei (94) trebuie socotite, în cazul lentilelor groase, de la planele principale.

23.4. Sisteme de lentile

Un sistem format din două lentile subțiri L_1 și L_2, situate ca în fig. 228 la distanța e una de alta, se poate înlocui teoretic cu

o singură lentilă avînd distanţa focală f. Focarul din stînga şi cel din dreapta ale sistemului se găsesc la distanţe diferite de cele două lentile individuale.

Distanţa de la lentila L_1 din stînga pînă la focarul F din stînga al sistemului este:

$$\boxed{FL_1 = \frac{f_1(f_2-e)}{f_1+f_2-e}} \qquad (96\ a)$$

Distanţa de la focarul F' din dreapta pînă la lentila L_2 din dreapta este:

$$\boxed{L_2F' = \frac{f_2(f_1-e)}{f_1+f_2-e}} \qquad (96\ b)$$

Deducerea formulelor. Fie un fascicul paralel cu axa, care cade din stînga pe lentila L_1; această lentilă, dacă ar fi singură, ar forma focarul F_1. Interpretînd efectul lentilei L_2 ca formarea în punctul F' a unei imagini a punctului F_1, avem distanţa focală respectivă f_2, depărtarea obiectului $a=-(f_1-e)$, iar depărtarea imaginii $b=L_2F'$. Dacă se substituie aceste valori în ecuaţia lentilei (94), se obţine $\frac{1}{L_2F'}-\frac{1}{f_1-e}=\frac{1}{f_2}$, de unde rezultă direct (96 b). Formula (96 a) rezultă dacă se face să cadă pe lentilă un fascicul paralel dinspre dreapta.

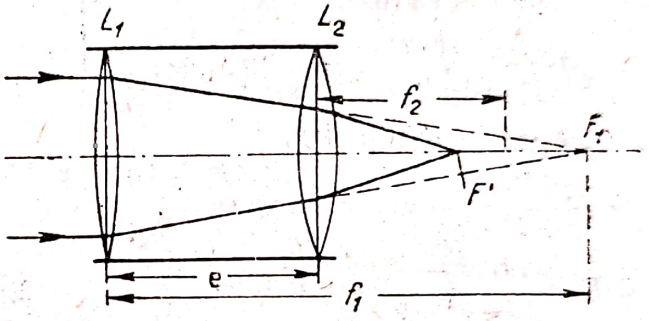


Fig. 228. Focarul din dreapta unui sistem de lentile.

Calculul mai arată că

distanţa focală a sistemului de lentile este:

$$\boxed{f=\frac{f_1f_2}{f_1+f_2-e}}. \qquad (97)$$

Distanţa focală f este depărtarea celor două focare F şi F_1 de la planele principale H şi H' respective.

Dacă cele două lentile se ating direct sau sînt situate foarte aproape una de alta, se poate considera $e=0$ şi se obţine

distanţa focală a unui sistem de lentile adiacente:

$$\boxed{f=\frac{f_1f_2}{f_1+f_2}} \qquad (98)$$

sau

$$\boxed{\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}.}$$

Puterea de refracţie a unei lentile compuse este egală cu suma puterilor de refracţie ale lentilelor componente (puterea de refracţie este $\frac{1}{f}$,).

Dacă una dintre lentile este o lentilă divergentă, se va substitui în formulă valoarea distanţei focale cu semnul minus.

Scanned with OKEN Scanner

Exemple. 1. O lentilă convergentă cu $f_1=5$ cm trebuie să fie combinată prin alipire directă cu o lentilă divergentă, astfel încît distanţa focală totală să fie $f=12$ cm.

Conform cu (98), avem $f_2=\frac{f_1 f}{f_1-f}=\frac{5\cdot 12}{5-12}\text{cm}=-8{,}57$ cm

(lentila adiţională anterioară a unui aparat fotografic).

2. Să se calculeze distanţa focală f şi poziţia planelor principale la un sistem constînd din două lentile convergente cu $f_1=18$ cm şi $f_2=21$ cm situate la distanţa $e=9$ cm una de alta.

Conform cu (97),

$$f=\frac{18\cdot 21}{18+21-9}\text{cm}=12{,}6\text{ cm}.$$

Apoi se obţine $FL_1=$

$$=\frac{18(21-9)}{18+21-9}\text{ cm}=7{,}2\text{ cm şi}$$

$$L_2F'=\frac{21(18-9)}{18+21-9}\text{ cm}=6{,}3\text{ cm}.$$

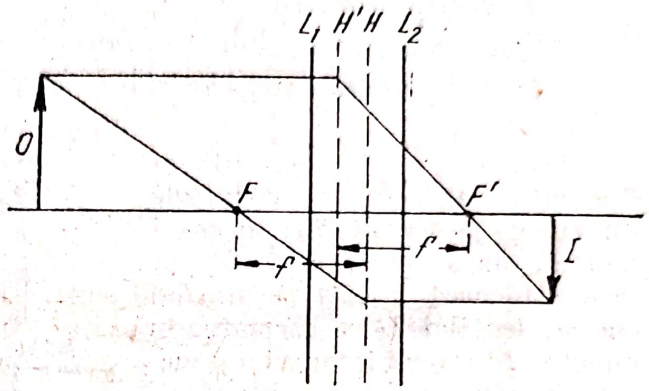


Fig. 229. Mersul razelor în cazul din exemplul 2.

Planul principal H' se găseşte la 12,6 cm la stînga de F', iar H la aceeaşi distanţă la dreapta de F. În acest caz planele principale sînt inversate faţă de cele din fig. 226. Construcţia imaginii respective este dată în fig. 229.

23.5. Aberaţiile lentilelor

23.5.1. Aberaţia cromatică

Lumina roşie este refractată mai slab decît cea violetă (vezi dispersia). De aceea, concentrarea razelor violete are loc mai aproape de lentilă decît a razelor roşii (fig. 230). Din această cauză, obiectele expuse la lumină albă, dacă sînt privite printr-o lentilă obişnuită, apar cu marginile colorate: aceasta este *aberaţia cromatică*. Ea influenţează defavorabil precizia liniilor imaginii. Aberaţia cromatică se poate corecta parţial lipindu-se de o lentilă convexă de sticlă crown o lentilă concavă de sticlă flint (vezi prisma acromatică, p. 186), obţinîndu-se astfel un *sistem acromatic*. Deoarece în

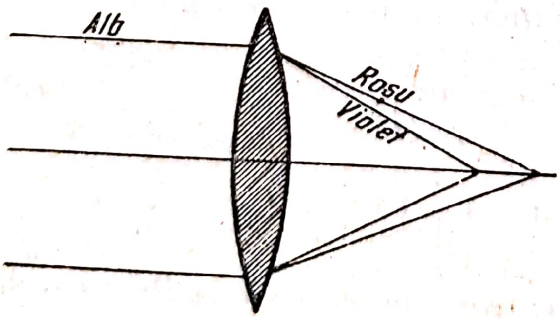


Fig. 230. Aberaţia cromatică.

modul acesta se suprapun numai două culori alese (de exemplu roşu şi albastru) mai rămîne încă un aşa-numit *spectru secundar*. Prin combinarea unor sticle speciale de Jena se înlătură şi acest spectru şi se obţin sisteme *apocromatice*[1]).

23.5.2. Aberaţia de sfericitate

S-a spus că, din motive de simplitate tehnică, lentilele se şlefuiesc sferic. Din această cauză apar o serie de aberaţii, care se pot corecta prin mijloace adecvate.

Dintr-un fascicul incident paralel cu axa optică, razele situate spre periferie au o distanţă focală mai scurtă decît cele apropiate de axă. Ca stare, lentila este prea curbată în zonele periferice (fig. 231). Diferenţa de distanţă focală

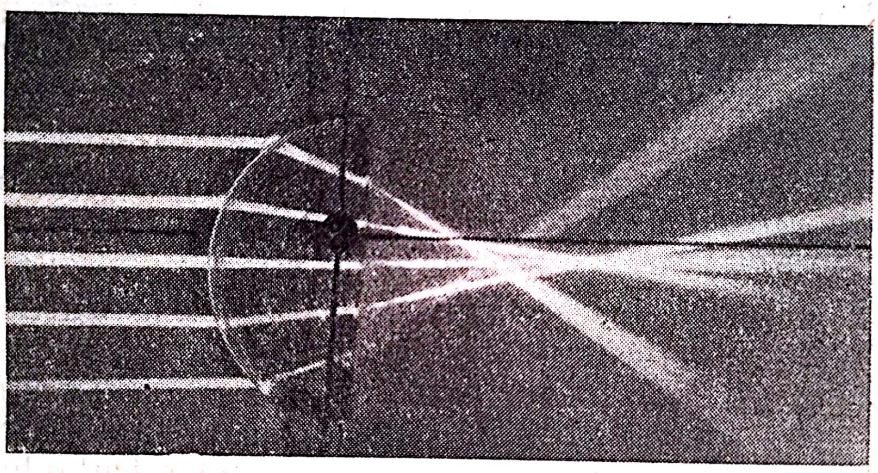


Fig. 231. Aberaţia de sfericitate.

dintre razele periferice şi cele centrale se numeşte *aberaţie de sfericitate*. La obiectivele bine corectate pentru lunete ea este egală de-abia cu 1/1 000 din distanţa focală, măsurată de la un focar mediu. Se remediază acest defect punîndu-se în faţa lentilei o *diafragmă*, care obturează razele periferice. Din această cauză însă se pierde multă lumină. De aceea este mai bine să se combine o lentilă convergentă cu una divergentă avînd alt indice de refracţie n, în aşa fel încît să rezulte din ele o lentilă convergentă. Sistemele corectate în modul acesta (şi care sînt în acelaşi timp acromatice) se numesc *aplanatice*.

Justificare. Aberaţia de sfericitate a unei lentile divergente este analogă cu aceea a unei lentile convergente; razele periferice sînt dispersate mai puternic decît razele centrale. De aceea, o lentilă divergentă pusă

[2]) În afară de aceasta, la astfel de sisteme este corectat şi defectul cromatic al aberaţiei de sfericitate pentru două culori.

Scanned with OKEN Scanner

în fața lentilei convergente va r e m e d i a refracția prea puternică a razelor periferice.

La o lentilă planconvexă simplă, aberația se micșorează dacă razele paralele cu axa pătrund m a i î n t î i î n s u p r a f a ț a p l a n ă .

23.5.3. Astigmatism și alte aberații

Fig. 232 reprezintă o lentilă care este mai curbată după diametrul orizontal decît după cel vertical. Un fascicul plan de raze care cade după diametrul o r i z o n t a l dă o distanță focală m a i s c u r t ă decît un fascicul vertical. În focarul F_1, respectiv F_2 al unui fascicul, celălalt fascicul apare ca o l i n i e. Acest fenomen cunoscut și ca defect foarte răspîndit al cristalinului ochiului, se numește *astigmatism* (*imagine imperfect punctiformă*).

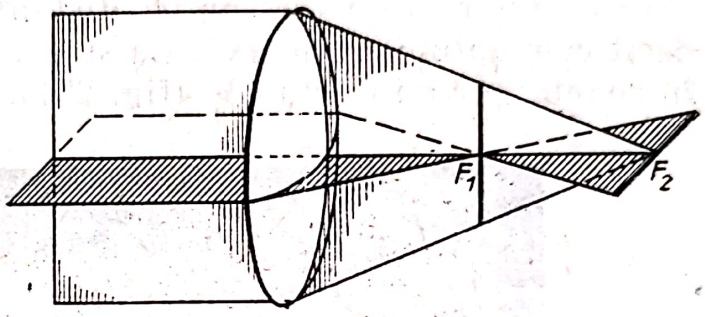


Fig. 232. Astigmatismul unei lentile cu două curburi diferite.

Acest astigmatism apare însă și la o r i c e lentilă o b i ș n u i t ă, cu curbură u n i f o r m ă, cînd incidența fasciculului de raze este o b l i c ă pe axa optică; acesta este *astigmatismul fasciculelor oblice*. Să alegem din fascicul o bandă subțire de raze *a*. Suprafața sa de intersecție cu lentila (fig. 233) are o curbură m a i p r o n u n ț a t ă decît în cazul cînd lentila este intersectată în direcția axei *b* sau, ceea ce are același rezultat, de o bandă *c* perpendiculară pe prima. Un punct situat în afara axei nu dă, prin urmare, un focar punctiform, ci două l i n i i perpendiculare între ele și situate la d i s t a n ț e d i f e r i t e de lentilă.

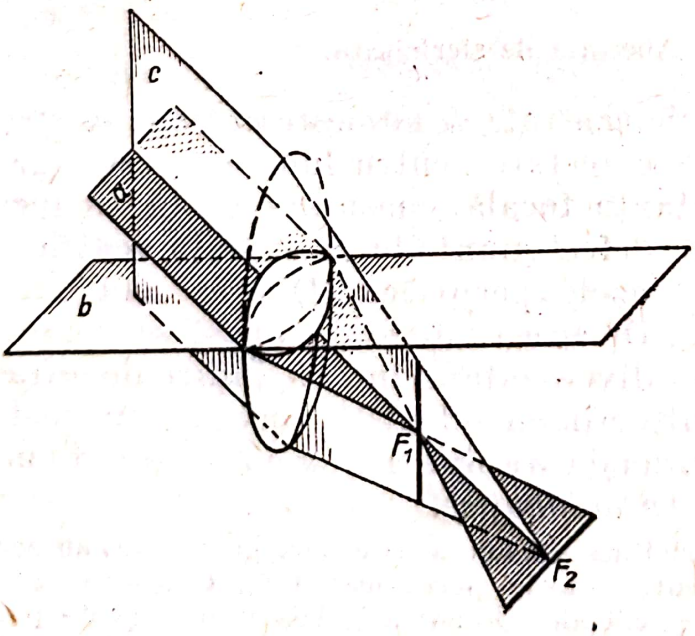


Fig. 233. Astigmatismul unui fascicul luminos de incidență oblică.

Scanned with OKEN Scanner

Sistemele de lentile fără aceste aberaţii se numesc *anastigmatice*. Tot formei sferice a suprafeţelor lentilelor se datoreşte şi *coma*. Punctele situate departe de axă apar ş t e r s e în direcţie radială. Obiectivele aplanatice şi anastigmatice nu au practic coma.

Fig. 234. Dovada existenţei punctului orb. Închideţi ochiul stîng şi fixaţi cu ochiul drept cruciuliţa albă. Dacă ochiul se găseşte la distanţa de circa 18 cm, cercul dispare.

După cum o diafragmă este montată în faţa sau în spatele lentilei, mai pot apărea şi *distorsiuni divergente* sau *convergente* (formă de pernă sau de butoi), care se pot constata la imaginea unei r e ţ e l e o r t o g o n a l e (fig. 234).

În sfîrşit, şi *curbura cîmpului imaginii* se datoreşte tot formei sferice a lentilelor. În acest caz, porţiunile c e n t r a l e ale imaginii situate la distanţă m a i m a r e de lentilă sînt redate m a i p r e c i s decît zonele imaginii situate la periferie (la sisteme anastigmatice acest defect este corectat).

24. Instrumente optice

24.1. Ochiul

24.1.1. Structura ochiului

Ochiul omenesc are o formă aproximativ sferică şi constă în esenţă din următoarele părţi (fig. 235):

a) *capsula exterioară*, constînd din *sclerotica* albă, care se racordează în partea anterioară cu *corneea transparentă*;

b) *cristalinul*, care este suspendat prin intermediul unor fibre de *muşchiul ciliar*. Cînd acest muşchi s e c o n t r a c t ă, tracţiunea radială a fibrelor slăbeşte, iar cristalinul capătă o c u r b u r ă m a i p r o n u n ţ a t ă datorită elasticităţii proprii, de unde rezultă o distanţă focală mai scurtă. În stare de repaus, cristalinul este aproape planconvex. În faţa cristalinului se găseşte o diafragmă variabilă, a cărei parte anterioară este colorată: *irisul*. Între cornee şi cristalin se găseşte un lichid, iar în interiorul ochiului aşa-numita *umoare sticloasă*. Orificiul vizibil

Scanned with OKEN Scanner

al irisului se numeşte *pupilă*. La lumina intensă a zilei, pupila este foarte închisă, iar în întuneric se deschide mult. Modificarea irisului după intensitatea variabilă a luminii se numeşte *adaptare*;

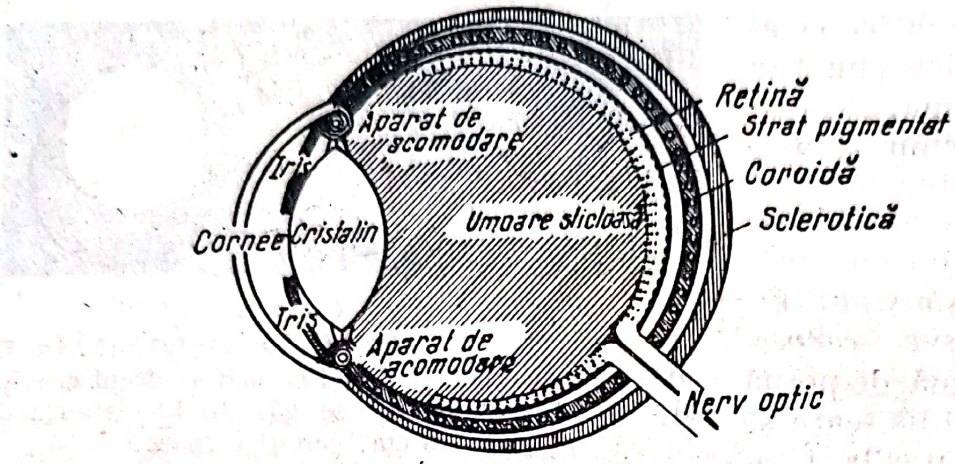


Fig. 235. Secţiune prin ochiul omenesc.

c) *retina*, care formează fundul interior al ochiului şi care este hrănită de *coroida* aflată în spatele ei. Retina conţine *bastonaşele* (sensibile la lumină şi întuneric) şi *conurile* (sensibile la culori),

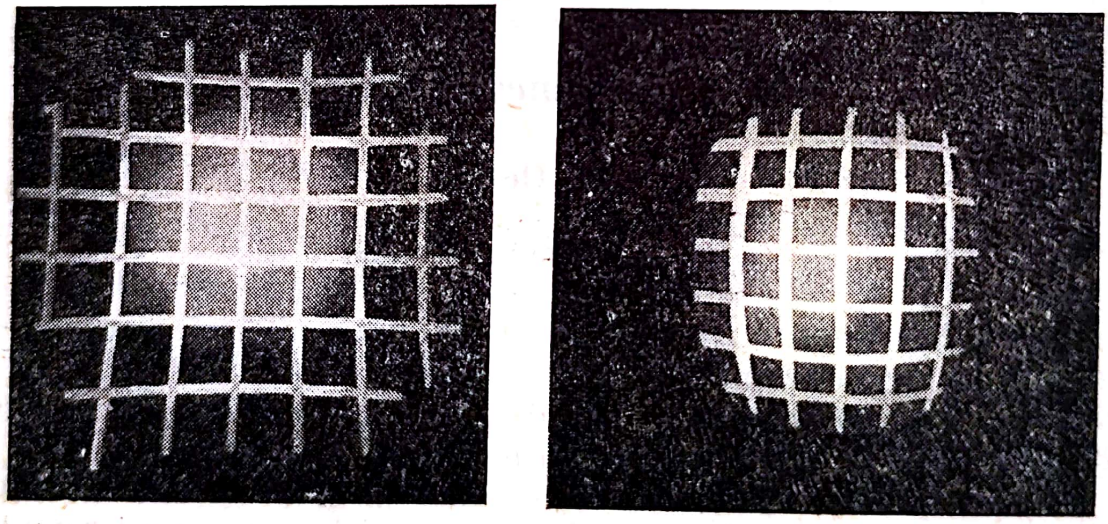


Fig. 236. Imaginile unei reţele ortogonale deformate prin distorsiunea divergentă şi convergentă.

în care se găsesc terminaţiile *nervului optic* ce intră puţin excentric în globul ocular. Acest punct în care retina este insensibilă se numeşte *punctul orb* (fig. 234). În mijloc şi puţin adîncită se găseşte *pata galbenă*, care este punctul de acuitate vizuală maximă.

Scanned with OKEN Scanner

Cristalinul proiectează pe retină o imagine reală, răsturnată şi micşorată a mediului înconjurător. Întrucît distanţa la care se formează imaginea este constantă, din cauza diametrului fix al globului ocular, distanţa focală a cristalinului se modifică în mod corespunzător cu depărtarea pînă la obiectul privit. Acest proces se numeşte *acomodare*. Cînd ochiul este în repaus, cristalinul s-a acomodat pentru infinit.

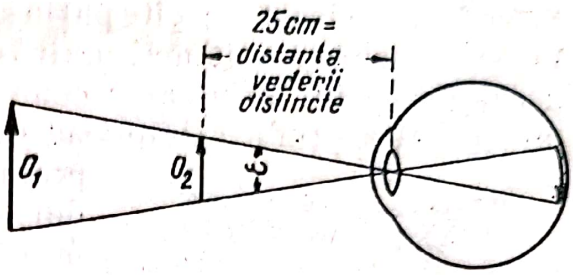


Fig. 237. Unghiul vizual. Cele două obiecte O_1 şi O_2 apar la fel de mari.

Aşa-numita *distanţă minimă de vedere distinctă* este depărtarea minimă la care ochiul se poate acomoda fără să obosească (de exemplu la citit). Ea depinde în primul rînd de vîrstă, şi anume, este mai mică la tinereţe decît la bătrîneţe. Ca valoare medie se ia:

distanţa minimă de vedere distinctă $s=25$ cm. (99)

Mărimea unui obiect văzut depinde de *unghiul vizual* ε, pe care-l formează între ele razele ce limitează obiectul O şi se întîlnesc în creştetul posterior al cristalinului (fig. 237). Obiectul pare cu atît mai mare cu cît unghiul vizual este mai mare.

24.1.2. Miopia şi hipermetropia

La persoanele *hipermetrope*, globul ocular este puţin scurtat în direcţia axului optic, iar distanţa focală a cristalinului este prea mare. Prin încordarea muşchiului ciliar se pot vedea clar numai obiectele foarte depărtate. Remediul este următorul: nişte *ochelari*, cu lentile convergente, scurtează distanţa focală şi aduc imaginea pe retină. În cazul *miopiei*, globul ocular este lungit. Ochelarii trebuie să aibă lentile divergente, care lungesc distanţa focală.

Spre bătrîneţe, cristalinul pierde facultatea de a se bomba cînd muşchiul ciliar se contractă şi ochiul nu mai poate vedea clar decît obiectele situate la mare depărtare: aceasta este *presbiţia*. Pentru citit şi scris este nevoie de ochelari cu lentile convergente.

Pierderea transparenţei cristalinului se numeşte *cataractă*. Cristalinul este scos prin operaţie şi se înlocuieşte cu o lentilă foarte bombată.

Scanned with OKEN Scanner

24.1.3. Vederea în relief

În cazul vederii obișnuite cu amîndoi ochii *(vedere binoculară)* obiectele privite sînt c u p r i n s e optic din d o u ă p ă r ț i. Se vede în același timp cîte puțin și din s t î n g a și din d r e a pta lor și aceasta cu atît mai mult cu cît obiectul se găsește mai aproape de ochi. Însumarea celor două imagini puțin deplasate una față de alta produce impresia de r e l i e f. Relieful devine mai pronunțat, dacă distanța dintre amîndoi ochii este m ă r i t ă ș i m a i m u l t în mod artificial (prin dispozitive cu prisme).

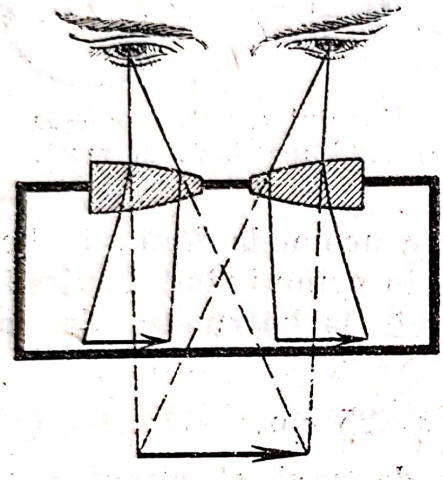


Fig. 238. Stereoscop.

Cu stereoscopul se privesc două fotografii diferite, luate cu două obiective situate la aceeași distanță ca și distanța dintre ochi (fig. 238). Cele două imagini s e s u p r a p u n a p a r e n t cu ajutorul a două prisme. Aceste imagini pot fi de asemenea copiate în culoare roșie și verde u n a p e s t e a l t a și pot fi privite prin niște ochelari care au o sticlă roșie și alta verde. Ochiul care privește prin sticla roșie vede numai imaginea verde, iar celălalt ochi vede numai imaginea roșie. Ambele imagini se suprapun și redau o imagine în relief în alb și negru (vezi culori complementare).

24.1.4. Acuitatea vizuală

Unghiul vizual m i n i m necesar pentru ca două puncte separate să poată fi percepute s e p a r a t este egal cu un minut.

Unghiul vizual minim de separare este egal cu un minut (1′). (100)

În acest caz este necesară cea mai mare concentrare a persoanei care vede obiectul.

Distanța unghiulară minimă perceptibilă a două puncte este:

vedere încordată	1′
vedere atentă și ageră	2′
vedere comodă	4′

Această limită a posibilităților optice ale ochiului se bazează pe de o parte pe natura ondulatorie a luminii iar pe de

Scanned with OKEN Scanner

altă parte corespunde cu distanța a dintre două elemente neadiacente ale retinei (bastonașe și conuri) (fig. 239). Dacă două puncte sînt situate la distanță mai mică, imaginile lor cad fie pe un singur element b fie pe două elemente vecine c. Ele excită retina ca și cum ar fi un singur punct.

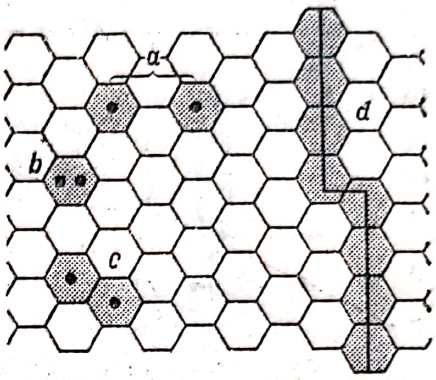


Fig. 239. Puterea separatoare a retinei (schematic).

Ochiul este mai sensibil la decalajul a două linii paralele d, din care cauză puterea sa separatoare crește de 4...6 ori (10''...15'', ceea ce este important pentru citirea vernierelor). Și mai fină este sensibilitatea la simetrie, cu ajutorul căreia ochiul poate constata abaterea unei diviziuni de la poziția mijlocie dintre alte două linii (precizia la care se poate ajunge este de cîteva secunde de unghi).

Exemple. 1. La ce depărtare de ochi trebuie să se găsească un om înalt de 1,70 m pentru a apărea tot așa de mare ca o monedă de 25 bani (cu diametrul de 21 mm) situată la distanța de vedere distinctă?

În ceea ce privește unghiul vizual, este valabilă proporția $\frac{250}{21}=\frac{x}{1\,700}$, de unde $x=20{,}24$ m (vezi fig. 237).

2. Ce distanță minimă trebuie să existe între două diviziuni ale unei rigle de calcul pentru a putea fi citită la privire atentă?

Unghiului de 2' îi corespunde arcul egal cu $\frac{20\,\pi}{180\cdot 60}=0{,}000\,582$ rad. De aici rezultă la distanța minimă de vedere distinctă de 25 cm un arc de

$$0{,}000\,582\cdot 25\ \text{cm}=0{,}0146\ \text{cm}\approx 0{,}15\ \text{mm}.$$

24.2. Lupa

Lupa este o lentilă convergentă simplă sau compusă, cu distanță focală mică, care produce imagini virtuale mărite ale obiectelor situate în apropierea ei. Fără lupă, un obiect situat la distanța minimă a vederii distincte (25 cm) se vede sub unghiul vizual ε_0. Cu ajutorul lupei, obiectul apare sub unghiul mai mare ε. Prin urmare

$$\textit{mărirea} = \frac{\textit{unghiul vizual } \varepsilon}{\textit{unghiul vizual } \varepsilon_0}. \qquad (101)$$

Însă mărirea depinde de distanţele la care se găsesc obiectul şi ochiul faţă de lupă şi, prin urmare, nu este absolut fixă. De obicei se indică m ă r i r e a n o r m a l ă. Ea se referă la privirea cu o c h i u l complet r e l a x a t, lupa fiind ţinută în aşa fel încît obiectul să se găsească în planul focal (fig. 240). După cum rezultă şi din fig. 219, fasciculele de raze care pleacă divergent din diferitele puncte ale obiectului devin paralele după ce trec prin lupă, astfel că imaginea virtuală apare la infinit.

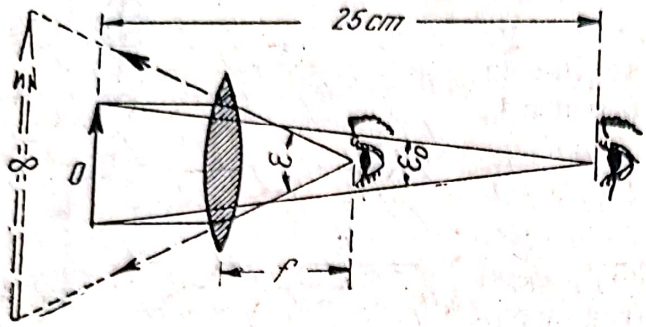


Fig. 240. Unghiul vizual ε (cu lupă) şi ε_0 (fără lupă).

Din fig. 240 rezultă că $\operatorname{tg}(\varepsilon_0/2)=\frac{O/2}{25}$ şi $\operatorname{tg}(\varepsilon/2)=\frac{O/2}{f}$, iar în locul lor (din cauza micimii unghiurilor) se mai poate scrie $\varepsilon_0=\frac{O}{25}$ şi $\varepsilon=\frac{O}{f}$.

Se obţine

mărimea unei lupe: (mărime normală) $\boxed{M=\frac{25\text{ cm}}{f}}$ (102)

în care f reprezintă distanţa focală [cm].

Dacă obiectul se găseşte între lentilă şi focar, iar imaginea virtuală se formează la distanţa minimă de vedere distinctă (25 cm), atunci $\varepsilon=\frac{I}{25}$, $\varepsilon_0=\frac{O}{25}$ şi $M=\frac{I}{O}$. Conform cu (93), acest din urmă raport este egal cu $\frac{25}{a}$. Apoi, conform cu (94), dacă $b=-25$ (distanţa v i r t u a l ă a imaginii trebuie luată cu semnul minus), se obţine $\frac{1}{a}=\frac{25+f}{25f}$. Rezultă $M=\frac{25\,(25+f)}{25f}$ şi, prin urmare,

mărirea unei lupe: (imaginea la distanţa minimă de vedere distinctă) $\boxed{M=\frac{25\text{ cm}}{f}+1}$ (103)

24.3. Aparatul fotografic

Acest aparat reprezintă o p e r f e c ţ i o n a r e a c a m e r e i o b s c u r e. Piesa lui principală este un sistem de lentile fără aberaţii, numit *obiectiv* (fig. 241). Acesta produce, ca şi ochiul, o imagine reală *răsturnată*, care apare pe un *geam*

mat, respectiv pe un *film sensibil la lumină*. Pentru ca timpul de expunere să fie mai scurt, în aparat trebuie să pătrundă cît mai multă lumină. Prin urmare, obiectivul trebuie să fie de bună calitate, dar să aibă şi un *diametru cît mai mare*.

Deschiderea relativă a obiectivului este:

$$\frac{1}{x} = \frac{d}{f} \qquad (104)$$

în care d este diametrul lentilei, iar f distanţa focală.

Pentru anumite motive, astăzi se preferă *aparatul fotografic cu film de dimensiuni mici*, cu distanţă focală de 5 cm. El dă imagini foarte mici (de obicei de 24×36 mm), care trebuie să fie mărite pentru a se obţine o impresie naturală.

Dat fiind că suprafaţa lentilei creşte cu pătratul diametrului, *luminozitatea* unui obiectiv creşte cu pătratul deschiderii relative.

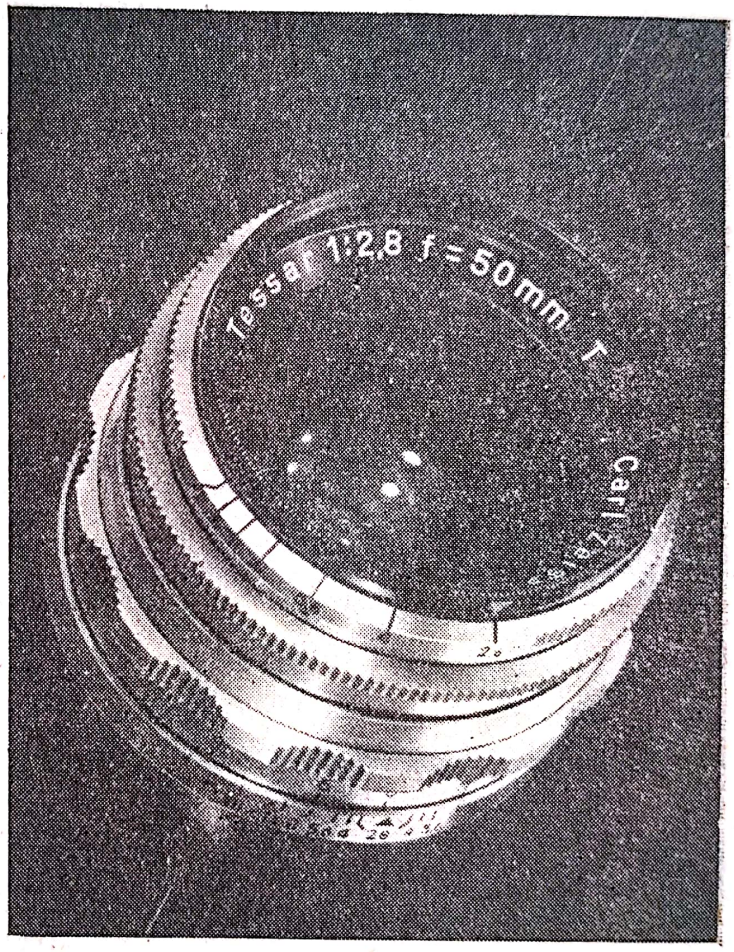


Fig. 241. Obiectiv fotografic: deschiderea relativă 1:2,8, distanţa focală f=50 mm. Inelul superior serveşte la potrivirea diafragmei irisului.

La acelaşi format de fotografie se pot obţine imagini mai mari (de exemplu fotografiile luate la mare depărtare) numai dacă se foloseşte un *teleobiectiv* cu distanţă focală corespunzător de mare. Pentru obiecte mici situate foarte aproape de obiectiv se întrebuinţează *lentile adiţionale* care scurtează distanţa focală.

În general se caută ca obiectul ce urmează a fi reprodus să apară cît mai clar (pus la punct) pe geamul mat, respectiv pe film. Fie-

Scanned with OKEN Scanner

cărui punct P din *planul de punere la punct* E al spațiului ocupat de obiect îi corespunde, dacă aparatul este bine reglat, un punct precis P' în *planul geamului mat* M. Fiecare punct situat în fața sau în dosul planului de punere la punct este reprodus nu ca un punct, ci ca o mică pată circulară. La un aparat fotografic bun, cu $f=5$ cm, diametrul acestei pete este de circa 0,03 mm. Nu este însă absolut necesar ca imaginea de pe geamul mat să fie compusă din puncte matematice, căci ochiul nu poate distinge între un punct și un disc circular de dimensiuni foarte mici. La fel stau lucrurile și în privința structurii granulare a emulsiei filmului fotografic.

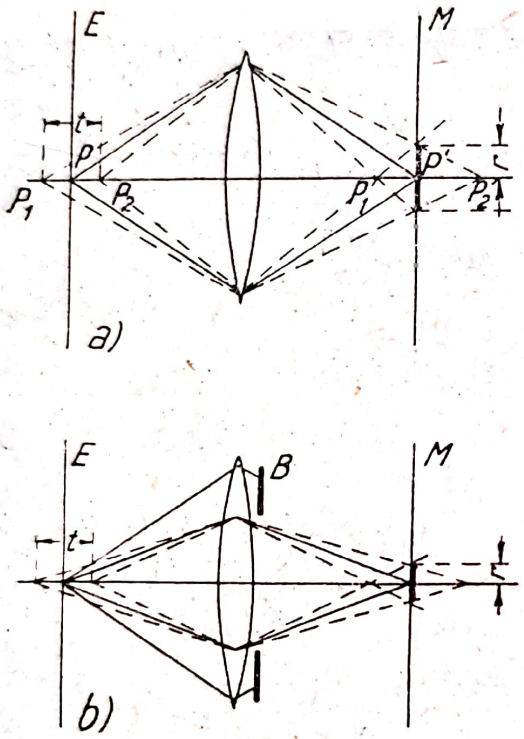


Fig. 242. Profunzimea cîmpului t și raza r a petei circulare:

a) cînd diafragma este complet deschisă; *b*) cînd diafragma este parțial închisă; (E — plan de punere la punct; M — planul geamului mat, B — diafragma).

De aici rezultă că pot fi reproduse cu suficientă claritate nu numai imaginile punctelor din planul de punere la punct, ci și cele ale punctelor situate în fața și în spatele lui. Distanța dintre planele obiectului între care punctele acestuia apar clar pe clișeu se numește *profunzimea cîmpului* t (fig. 242, *a*).

Dacă deschiderea eficace a obiectivului se micșorează prin *diafragmare*, conul de raze care formează imaginea se îngustează, iar cercul de dispersie devine mai mic (fig. 242, *b*). Deoarece raza admisibilă r care condiționează claritatea imaginii rămîne constantă, rezultă că

profunzimea cîmpului se mărește prin diafragmare.

Exemple. 1. Cît de mare este deschiderea eficace a unui obiectiv cu distanța focală de 12 cm și o deschidere relativă de 1:4,5?

Conform cu (104), $d=\frac{12\text{ cm}}{4,5}=2,66$ cm.

2. În ce raport se găsesc luminozitățile la diafragmele foarte întrebuințate de 2,8; 4; 5,6; 8?

Scanned with OKEN Scanner

Luminozităţile sînt în acelaşi raport ca

$$\left(\frac{1}{2{,}8}\right)^2 : \left(\frac{1}{4}\right)^2 : \left(\frac{1}{5{,}6}\right)^2 : \left(\frac{1}{8}\right)^2 = \frac{1}{7{,}8} : \frac{1}{16} : \frac{1}{31{,}4} : \frac{1}{64} = 8:4:2:1.$$

Diafragma următoare ca mărime dublează luminozitatea.

3. La ce format trebuie mărit clişeul de 24×36 mm al unui aparat fotografic cu $f = 5$ cm pentru ca privit la distanţa minimă a vederii distincte să producă o impresie firească, nealterată?

Unghiul de vedere ε_0 la privirea imaginii trebuie să fie egal cu acela sub care apare obiectul fotografiat din punctul în care s-a aflat aparatul fotografic. Razele care limitează obiectul formează în aparat acelaşi unghi; acolo el poate fi exprimat prin raportul dintre diametrul imaginii şi distanţa focală f. La distanţa de privire de 25 cm rezultă proporţia $\frac{24}{50} = \frac{x}{250}$ de unde $x = 120$ mm. Formatul reproducerii mărite va fi de 12×18 cm.

24.4. Aparatul de proiecţie

Obiectivul acestui aparat proiectează pe perete o imagine reală, răsturnată şi mărită, obiectul ce urmează a fi proiectat găsindu-se între distanţa focală simplă şi cea dublă a obiectivului. Se pot proiecta *diapozitive* (imagini pe sticlă) sau filme ca la aparatul de cinematograf. Este important ca iluminarea să fie bună, ceea ce se obţine cu ajutorul unui *condensor*. Sursa puternică de lumină se aşază în aşa fel încît condensorul să formeze imaginea sursei de lumină în centrul obiectivului (fig. 243). În modul acesta, toată lumina care vine de la condensor este folosită pentru proiecţie.

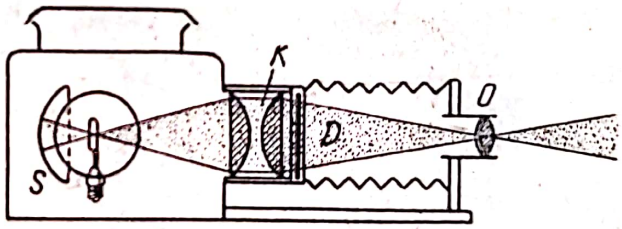


Fig. 243. Aparat de proiecţie:
S — oglindă; *K* — condensator; *D* — diapozitiv; *O* — obiectiv.

Cu *episcopul* se pot proiecta chiar imagini netransparente şi mici obiecte, cu condiţia ca acestea să fie luminate foarte puternic. *Epidiascopul* este o combinaţie a ambelor aparate descrise.

24.5. Luneta astronomică

Luneta astronomică inventată de *Kepler* (1618) constă din două părţi: *obiectivul* şi *ocularul*, Ocularul joacă rolul de lupă, cu care

se privește imaginea I (fig. 244). Întrucît obiectul se găsește la distanță foarte mare, razele ce vin de la el sînt paralele și trebuie, conform cu (92), să se concentreze în planul focal al

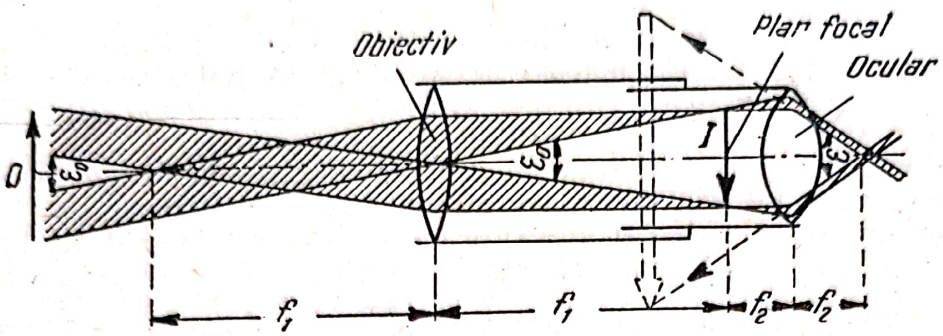


Fig. 244. Lunetă astronomică.

obiectivului, unde se produce o imagine mică, reală și răsturnată. Această imagine este privită cu ocularul.

Mărirea lunetei astronomice este: $$M = \frac{f_1}{f_2} \qquad (105)$$

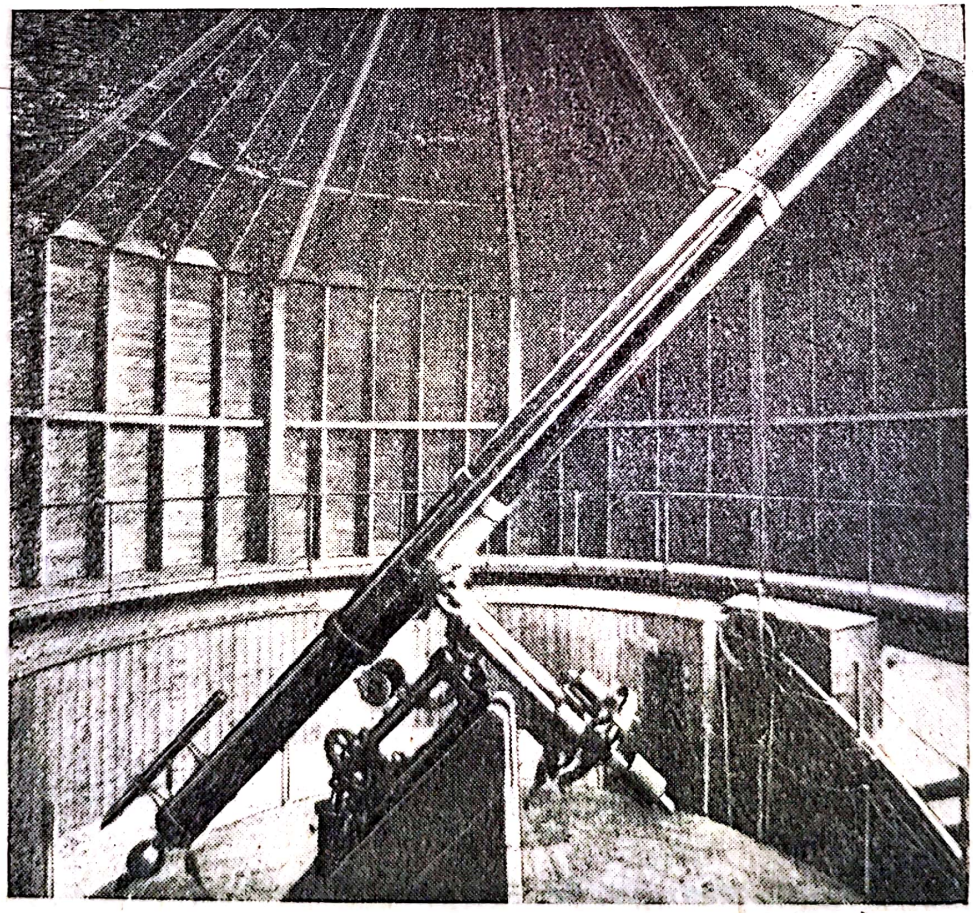


Fig. 245. Refractor cu deschidere de 15 țoli, într-un observator astronomic.

Scanned with OKEN Scanner

în care f_1 reprezintă distanța focală a obiectivului, iar f_2 distanța focală a ocularului.

Deducerea formulei. Obiectul O foarte îndepărtat apare, cînd este privit fără ajutorul instrumentului, sub unghiul ε_0. Din fig. 244 rezultă: $\operatorname{tg}\varepsilon_0 = \frac{I/2}{f_1}$. În ocular, imaginea proiectată de obiectiv în planul focal apare sub unghiul ε pentru care $\operatorname{tg}\varepsilon = \frac{I/2}{f_2}$. Din cauza micimii unghiurilor, se pot înlocui tangentele respective chiar cu valorile ε_0 și ε. Conform cu (101), rezultă

$$M = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{f_1}{f_2}.$$

Se introduce ocularul în tubul lunetei pînă ce imaginea I se formează în p l a n u l f o c a l al ocularului. Atunci ochiul este acomodat la infinit, adică se găsește în stare r e l a x a t ă. În planul focal se montează de obicei niște *fire reticulare* sau o scară gradată, care se vede clar în același timp cu obiectul.

După cum arată chiar numele ei, această lunetă se întrebuințează în scopuri astronomice, unde p o z i ț i a r ă s t u r n a t ă

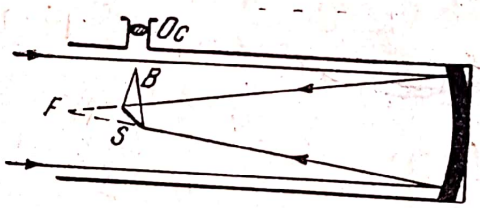


Fig. 246. Telescopul cu oglindă al lui Newton.

a imaginii nu este supărătoare. Spre deosebire de *refractor* (fig. 245), *telescopul cu oglindă* are o oglindă c o n c a v ă în locul lentilei obiectivului (fig. 246).

24.6. Lunete speciale

Firele reticulare situate în planul imaginii, împreună cu punctul privit, determină o *linie de vizare* precisă în spațiu. Imaginea obiectului poate fi adusă în centrul firelor reticulare prin t r a n s l a ț i i sau prin rotirea întregii lunete. Prima metodă se aplică la *cateiometru*, pe cînd la *teodolit* (fig. 247) u n g h i u r i l e d e r o t i r e a lunetei se citesc pe un cerc gradat orizontal și pe unul vertical. *Nivela* stabilește d i f e r e n ț e l e d e î n ă l ț i m e prin vizarea unor mire plasate pe teren. *Luneta de banc* (fig. 248) se întrebuințează la verificarea liniilor drepte în industria con-

structoare de mașini. Micile abateri de la linia de vizare se compensează prin rotirea a două plăci plan-paralele situate în drumul razelor, care, dacă piesa este strîmbă, are ca efect o translație paralelă a razelor. Una din plăci măsoară decalajele orizontale, iar cealaltă decalajele verticale, direct pe o scară etalonată.

Cînd trebuie să se măsoare abaterile unghiulare fine între piesele unei mașini situate la distanță mare una de

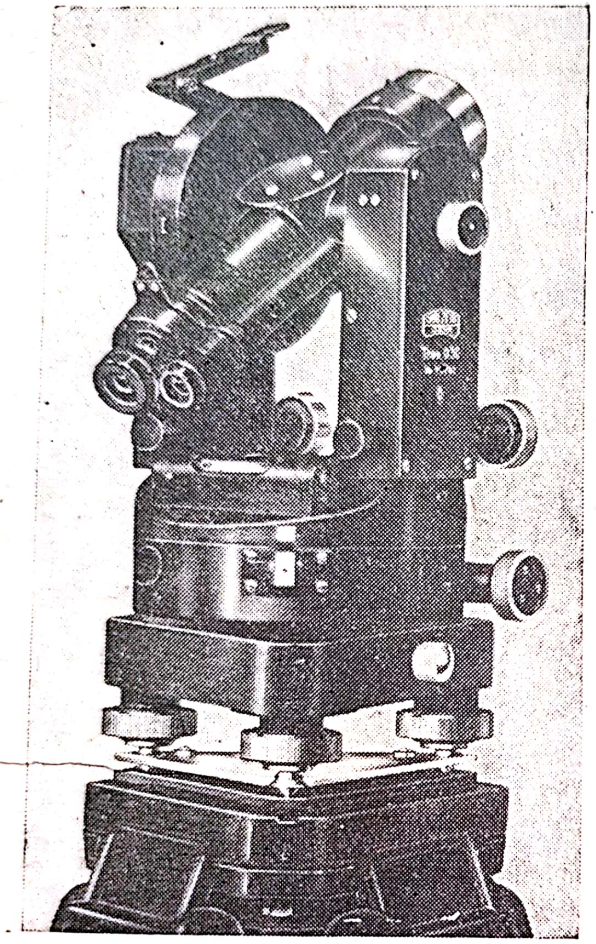


Fig. 247. Teodolit.

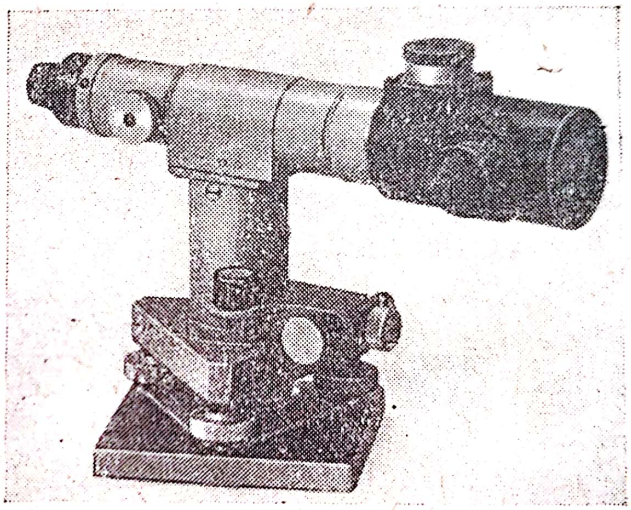


Fig. 248. Lunetă de banc avînd un dispozitiv cu plăci plan-paralele.

alta se face uz de luneta de banc combinată cu un *colimator* (fig. 249). Acesta cuprinde un obiectiv de lunetă, în focarul

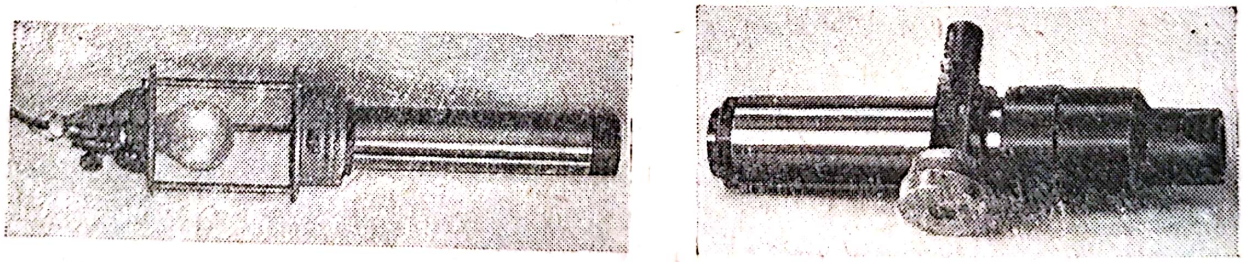


Fig. 249. Colimator și lunetă de banc.

căruia se găsește un reper luminat. Dacă acest reper coincide cu acela al lunetei, o translație paralelă laterală nu aduce nici o modificare, deoarece lumina ce vine de la colimator, fiind

Scanned with OKEN Scanner

paralelă, vine v i r t u a l d e l a i n f i n i t. Dimpotrivă, micile abateri unghiulare se pot constata imediat (fig. 250).

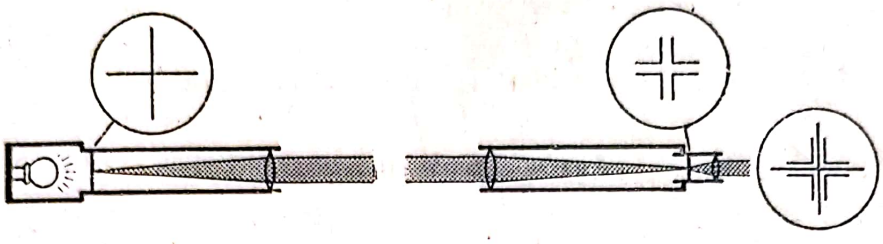


Fig. 250. Mersul razelor în aparatul din fig. 249.
Sus: reperele din interiorul aparatului; la dreapta: poziția reperelor când punerea la punct este precisă.

Luneta cu autocolimație se poate dispensa de colimator (fig. 251). Lumina reperului lunetei de observație trece prin obiectiv și cade pe o oglindă fixată în punctul vizat al obiectului ce urmează a se verifica. După ce este reflectată de oglindă, ea se întoarce în lunetă ca și cum ar veni de la un colimator s e p a r a t. Un avantaj deosebit al oglinzii este că unghiurile se dublează ca mărime (vezi 20.1.1).

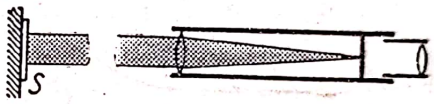


Fig. 251. Schemă de autocolimație.
S — oglinda fixată pe piesa de verificat.

24.7. **Luneta terestră**

Această lunetă este construită la fel ca și luneta astronomică. O lentilă suplimentară inversează însă i m a g i n e a r ă s t u r n a t ă i n t e r m e d i a r ă într-una d r e a p t ă. Această construcție este foarte incomodă, din cauza marii lungimi a lunetei; de aceea se preferă astăzi *lunetele cu prisme*. Două prisme cu reflexie totală intercalate între obiectiv și ocular înlătură lentila de inversare și s c u r t e a z ă deci luneta, drumul razelor fiind f r î n t d e m a i m u l t e o r i (fig. 252).

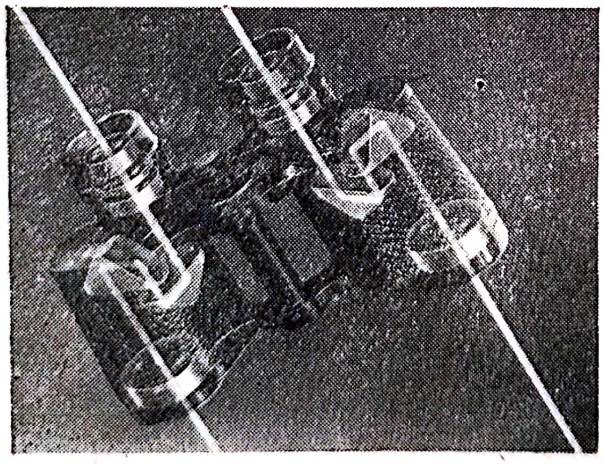


Fig. 252. Mersul razelor în binoclul cu prisme.

24.8. Oculare speciale

Pentru observaţii pe teren şi la microscop este de dorit un *cîmp-imagine* cît mai mare. *Ocularul Huygens* (fig. 253) conţine o *lentilă colectoare* suplimentară. Ea produce o imagine a obiectivului pe ocular. Toate razele care vin de la obiectiv străbat lentila colectoare şi cad pe ocular. Prin urmare şi razele care ar fi căzut alături de ocular în lipsa lentilei colectoare, cad tot pe ocular. Din această cauză imaginea reală intermediară I' devine mai mică, dar acum se poate cuprinde cu privirea o porţiune mai mare din obiect. Totodată se produce o micşorare a aberaţiei cromatice. Razele violete, care sînt refractate de lentila colectoare mai puternic decît cele roşii, cad sub un unghi mai mic pe lentila exterioară a ocularului (lentila de vizare). Din această cauză, spre deosebire de razele roşii, ele sînt deviate mai slab

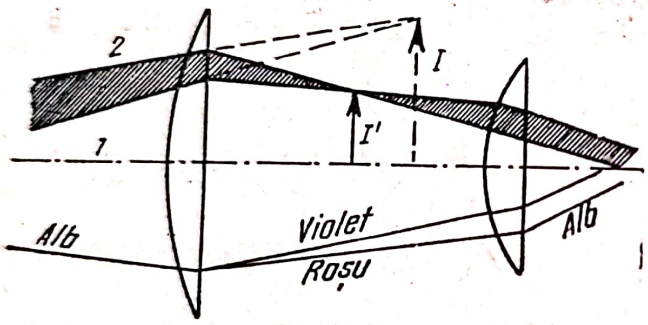


Fig. 253. Ocular Huygens. Sus: corecţia aberaţiei de sfericitate; jos: corecţia aberaţiei cromatice.

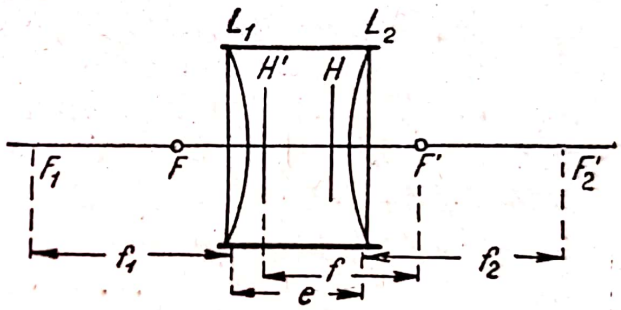


Fig. 254. Ocular Ramsden.

decît acestea prin cea de a doua lentilă. De asemenea se micşorează şi aberaţia de sfericitate, prin faptul că raza periferică *2* fiind prea puternic refractată de lentila colectoare cade mai central pe lentila de vizare, unde din această cauză este refractată mai slab decît raza *1*.

Ocularul Ramsden (fig. 254) este un sistem simetric de lentile, care satisface ecuaţia $f_1=f_2=\frac{3e}{2}$. Focarul se găseşte, conform cu (96 *a*), la distanţa $\frac{f_1}{4}$ în afara ocularului. Cîmpul-imagine este relativ mic, aberaţiile lentilelor sînt parţial compensate, iar firele reticulare şi diafragma cîmpului vizual se găsesc în exteriorul ocularului. Ocularul Ramsden se foloseşte mai cu seamă pentru microscoape de măsurare.

Scanned with OKEN Scanner

24.9. Luneta Galilei

Acest instrument, numit şi lunetă olandeză (inventată probabil în Olanda în 1608), are ca obiectiv o lentilă convergentă, iar ca ocular o lentilă divergentă. Imaginea intermediară reală, dacă n-ar exista ocularul, s-ar găsi departe în afara lunetei, în spatele ocularului. Lentila divergentă refractă razele care vin de la obiectiv în aşa fel încît ele nu se pot concentra, ci merg divergent, producînd pentru observator o imagine virtuală, mărită. Această lunetă este foarte răspîndită sub forma de *binoclu de teatru* cu mărire relativ mică.

Construcţia imaginii virtuale (fig. 255). Dacă n-ar exista ocularul, imaginea reală *I* s-ar forma ca la luneta astronomică. Însă lentila divergentă care se găseşte în calea razelor devìază razele paralele *1* şi *2* spre exterior în aşa fel încît pare că acestea provin din focarul virtual *Z* (razele *1'* şi *2'*). Alte două raze *3'* şi *4'*, care vin tot de la obiectiv şi contribuie la formarea imaginii *I*, sînt pentru ocular raze ce trec prin centrul său şi, deci, sînt de asemenea determinate. Prelungirile perechilor de raze (*1'*, *3'*) şi (*2'*, *4'*) dau o imagine virtuală dreaptă.

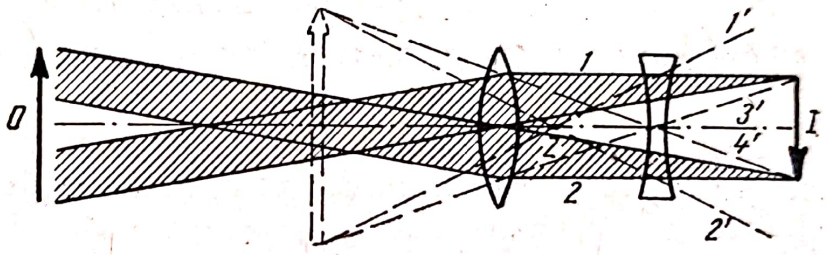


Fig. 255. Lunetă olandeză.

24.10. Microscopul

În timp ce obiectivele lunetelor au distanţe focale foarte lungi (cititorul să explice: de ce?), la microscoape acestea sînt foarte scurte (pînă la 1 mm). Obiectul ce urmează a fi mărit se găseşte pe *platină* la o distanţă aproape egală cu distanţa focală şi dă o imagine intermediară reală, mărită, în *tubul* microscopului. Această imagine este mărită din nou

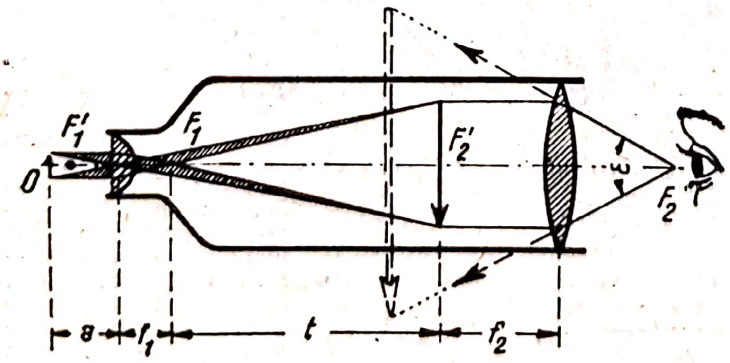


Fig. 256. Schema microscopului: privirea imaginii intermediare reale sub unghiul vizual ε.

cu ajutorul ocularului. Prin *lungimea optică* t a tubului se înţelege distanţa dintre cele două focare interioare, care este, în mod normal, de 160 mm (fig. 256).

Mărirea microscopului este: $$\boxed{M=\frac{25\,t}{f_1 f_2}} \qquad (106)$$

în care t reprezintă lungimea optică a tubului [cm], iar f_1, f_2 distanţele focale [cm].

Deducerea formulei. Conform cu (94), pentru obiectiv există relaţia

$$\frac{1}{a}=\frac{1}{f_1}-\frac{1}{f_1+t}=\frac{t}{f_1(t+f_1)}$$

şi, conform cu (93), scara imaginii este dată de

$$\frac{I}{O}=\frac{t+f_1}{a}=\frac{(t+f_1)t}{(t+f_1)f_1}=\frac{t}{f_1}.$$

Ocularul joacă rolul de lupă cu mărirea $\frac{25}{f_2}$. Produsul celor două rapoarte dă mărirea totală.

Preparatul ce urmează a fi mărit se acoperă cu o *lamelă de sticlă* subţire şi este iluminat prin sistemul de lentile al *dispozitivului de iluminat*. În cazul măririlor mijlocii cu ajutorul *sistemelor uscate* (obiective obişnuite), se pierde multă lumină prin reflexie totală pe faţa superioară interioară a la-

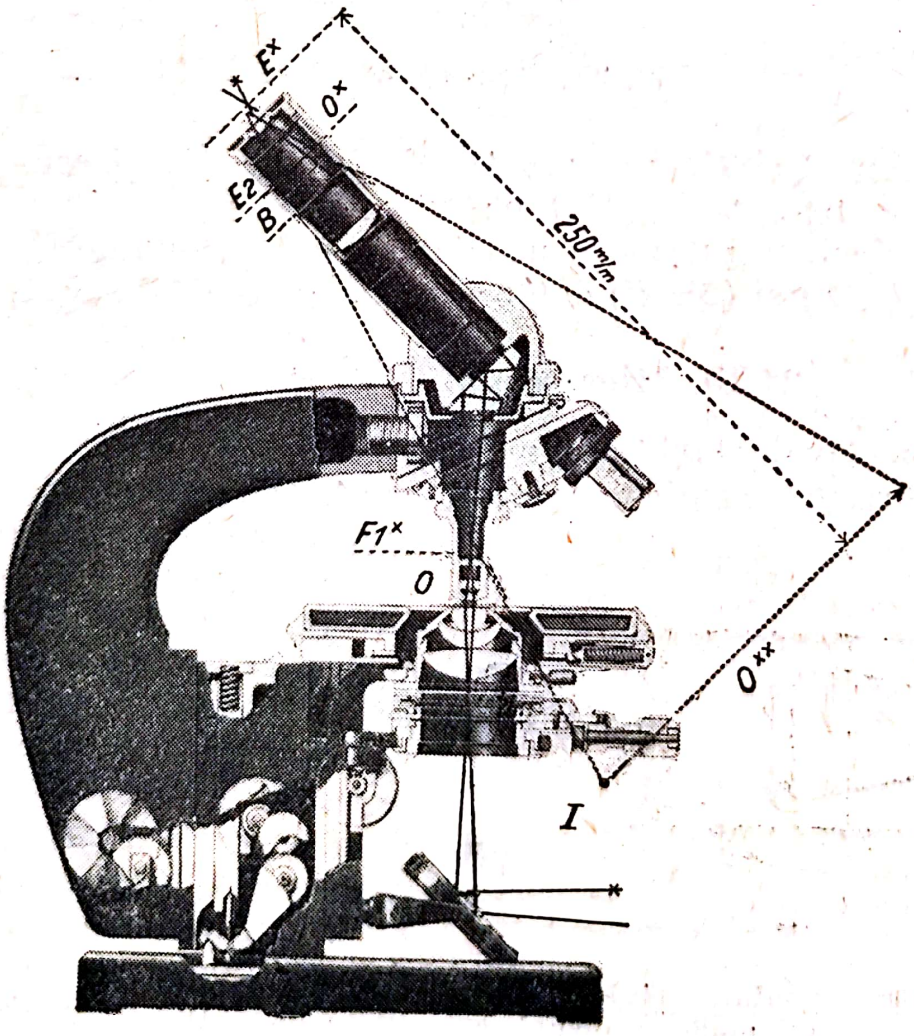


Fig. 257. Microscop modern în secţiune. I — mersul razelor pentru limitarea cîmpului vizual; $F1^*$ — planul focal posterior al obiectivului; $E2$ — planul focal anterior al ocularului; E^* — planul focal posterior al întregului microscop; O — obiect; O^* — imagine intermediară reală; O^{**} — proiecţia imaginii situate la infinit; B — diafragma cîmpului-imagine.

Scanned with OKEN Scanner

melei de sticlă (fig. 258, *a*). De aceea, cînd este vorba de măriri mai puternice, se umple spaţiul dintre lentila frontală a sistemului cu *imersie* şi lamela de sticlă cu o picătură de apă sau de ulei de cedru (al cărui indice de refracţie este $n=1{,}5$) (fig. 258, *b*) şi astfel creşte intensitatea luminii şi claritatea (vezi şi „Puterea separatoare", p. 228).

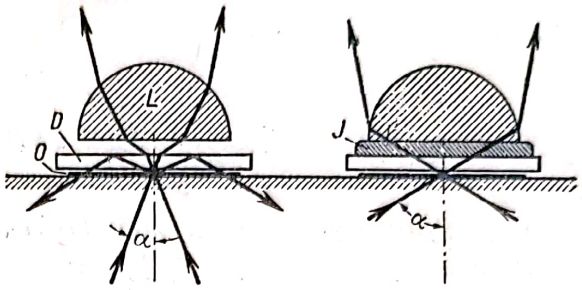


Fig. 258. Efectul imersiei în ulei.
L — lentila frontală a obiectivului; *D* — lamelă de sticlă; *O* — obiect; *J* — lichid de imersie.

24.11. Limitarea fasciculelor de raze

Pentru limitarea fasciculelor de raze care formează o imagine, instrumentele optice sînt prevăzute cu *diafragme*.

După funcţia pe care o îndeplinesc, se deosebesc:

1. **Diafragme de apertură (deschidere).** Ele selectează din totalitatea razelor incidente pe aparatul optic acel fascicul care pătrunde în interiorul aparatului. În cazul cel mai simplu, însăşi marginea lentilei joacă acest rol. Exemple sînt: pupila ochiului omenesc şi diafragma cu iris a unui aparat fotografic. Mărimea deschiderii diafragmei determină luminozitatea imaginii, deoarece cînd deschiderea este mare pătrunde multă lumină în aparat (vezi „Deschiderea relativă a obiectivului").

2. **Diafragme de cîmp vizual** (lucarne). Ele limitează în mod artificial întinderea obiectului. De exemplu dacă se ţine în faţa ochiului un carton prevăzut cu un orificiu circular, nu se vede din peisaj decît o porţiune circulară (*lucarnă de intrare*). Ocularele de microscop conţin o astfel de diafragmă, din care cauză părţile periferice spălăcite ale imaginii reale intermediare sînt acoperite. Prin urmare, ele micşorează cîmpul vizual. Imaginea lucarnei de intrare se numeşte lucarnă de ieşire.

3. **Pupilă de intrare.** Ea este imaginea diafragmei de deschidere văzută de la obiect. Deoarece această imagine se găseşte adesea în interiorul sistemului optic (de exemplu la un aparat fotografic, în dosul lentilei frontale), nu se vede diafragma în adevărata ei mărime, ci numai imaginea ei virtuală.

4. **Pupilă de ieşire.** Între diafragma de deschidere şi imaginea formată, adesea se mai găsesc alte lentile. Ele produc o imagine

Scanned with OKEN Scanner

reală a diafragmei însăşi, adică pupila de ieşire. Pupila de ieşire limitează întinderea imaginii formate, la fel ca şi lucarna de ieşire. În fiecare caz în parte, numai una din ele produce acest efect.

25. Interferenţa luminii

Am menţionat de la bun început că lumina se propagă sub formă de unde. Această natură ondulatorie nu se face însă simţită în nici un fel la fenomenele tratate pînă acum. De aceea a fost suficient să reprezentăm mersul luminii prin „raze", care în realitate simbolizează numai direcţia luminii. Mersul luminii, dacă se cunoaşte legea reflexiei şi a refracţiei, se poate construi cu rigla şi compasul, de unde şi denumirea de *optică geometrică*. Fenomenele de care ne vom ocupa în cele ce urmează nu pot fi înţelese decît pe baza cunoaşterii naturii ondulatorii a luminii. Pentru înţelegerea *opticii ondulatorii* nu mai sînt suficiente raţionamentele geometrice.

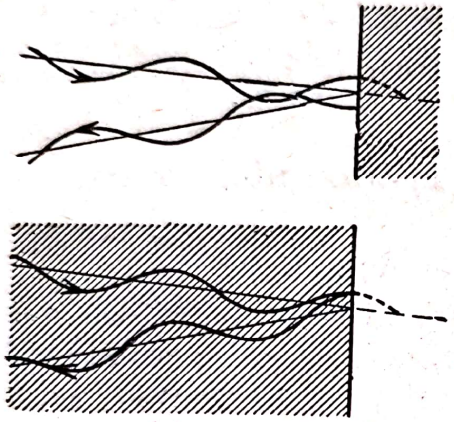


Fig. 259. Sus: reflexie cu salt de fază; jos: fără salt de fază.

Ca şi pentru sunet, pentru lumină este valabilă

ecuaţia fundamentală a mişcării ondulatorii:
viteza luminii = lungimea de undă × frecvenţa

$$c = \lambda \nu$$

Dintre principiile deduse în teoria oscilaţiilor (Vol. I, 7.4.2), vom aminti următoarele:

la reflexia undelor de către un mediu mai dens, se produce un salt de fază egal cu o jumătate de lungime de undă (fig. 259); (107)

la reflexia de către un mediu mai puţin dens, nu se produce nici un salt de fază. (108)

În cazul *interferenţei* undelor cu aceeaşi lungime şi amplitudine apare

extincţie, cînd diferenţa de drum Δs este un multiplu impar de $\frac{\lambda}{2}$; (109)

Scanned with OKEN Scanner

amplificare, cînd diferența de drum Δs este un multiplu par de $\frac{\lambda}{2}$. (110)

Deoarece lumina unui corp radiant este produsă de nenumărați atomi care oscilează independent și simultan, nu poate fi vorba de o anumită valoare a fazei în cadrul unei raze. De aceea cazurile de interferență menționate mai sus sînt imposibile cînd se suprapun două fascicule obișnuite de lumină. Un fascicul de lumină se poate însă descompune prin dublă reflexie, în două părți, așa încît după parcurgerea unor drumuri optice diferite recompunerea lor să pună în evidență un decalaj de fază care acum afectează în același mod *toate undele componente*. Prin urmare, undele interferente trebuie să aibă aceeași origine (trenuri coerente de unde).

Numai trenurile coerente de unde luminoase (unde care pornesc simultan din același punct) pot interfera între ele.

25.1. Interferența pe pelicule subțiri

Straturile subțiri prezintă adesea în lumină reflectată culori splendide. Petele de ulei din bălțoacele de pe stradă, culorile variate de revenire a oțelului (de exemplu așchiile de strung care se colorează în albastru și cafeniu), baloanele de săpun cu irizații în toate culorile, sînt numai cîteva exemple.

În cazul unor pelicule *subțiri* transparente lucrurile se petrec astfel.

Cînd un fascicul paralel, monocromatic cade perpendicular pe fața superioară a lamei (fig. 260), se descompune în două părți. O parte este reflectată pe fața superioară, pe cînd cealaltă parte pătrunde în placă și este reflectată pe fața inferioară a lamei, după care se unește iarăși cu prima parte. Prin urmare, a doua parte a făcut un ocol egal cu de două ori grosimea d a lamei și are o *diferență de drum optic* corespunzătoare față de prima parte. Dar conform cu (107), pe fața superioară are loc un salt de fază egal cu $\frac{\lambda}{2}$, de unde rezultă că

diferența totală de drum optic în pelicule subțiri în cazul razelor incidente perpendiculare este:

$$\Delta s = 2d - \frac{\lambda}{2} \qquad (111)$$

Lungimile de undă care suferă extincție se obțin egalînd pe rînd, conform cu (109), Δs cu $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{3\lambda}{2}$, $\frac{5\lambda}{2}$ etc. Se obține

extincție pentru $\lambda = 2d$, $\frac{2d}{2}$, $\frac{2d}{3}$ etc. (112)

Lungimile de undă amplificate se obțin, conform cu (110), egalînd Δs cu $0, \lambda, 2\lambda, \ldots$, de unde rezultă (fig. 261)

amplificare pentru $\lambda = 4d$, $\frac{4d}{3}$, $\frac{4d}{5}$ etc.

Așadar lungimile de undă din lumina albă care satisfac aceste condiții suferă extincție (ca și cum ar fi reținute de

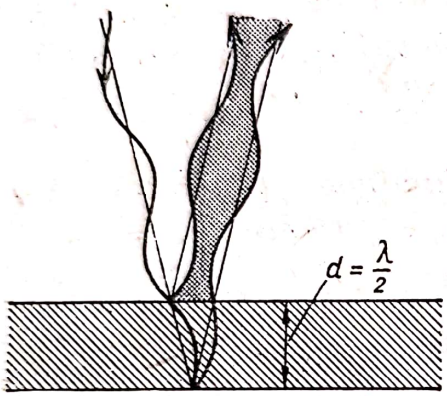


Fig. 260. Extincție prin interferență pe lame subțiri.

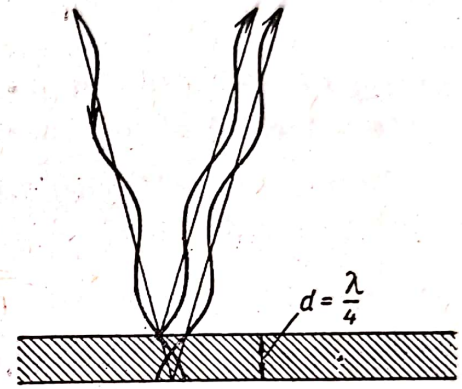


Fig. 261. Amplificare prin interferență pe lame subțiri.

un filtru), respectiv sînt amplificate, astfel încît rezultă o *culoare mixtă*. Dacă grosimea lamei este mai mare, foarte multe lungimi de undă suferă extincție și fenomenul cromatic (ca amestec al unui număr foarte mare de culori) devine mai palid, iar dacă lama este groasă, dispare complet, de unde și denumirea de *culori ale lamelor subțiri*. În cazul lamelor foarte subțiri, de asemenea nu se văd culori, deoarece diferența de drum optic nu este suficientă pentru nici una dintre lungimile de undă ale luminii vizibile.

Experiență. Se obțin pelicule subțiri durabile, cu culori splendide de interferență, dacă se dizolvă film de celuloid în acetat de amil și se lasă să cadă o picătură într-un vas cu apă. După evaporarea solventului, cu ajutorul unui inel de sîrmă scufundat în apă pelicula solidă se poate scoate și păstra.

Exemple. 1. Ce se întîmplă în cazul interferenței pe o lamă de sticlă groasă de 125 mμ ($n = 1{,}5$)?

Dacă punem $2d = \lambda$, avem $\lambda = 125$ mμ $\cdot 2 = 250$ mμ. Deoarece $n = 1{,}5$ înseamnă că în aer undele sînt de 1,5 ori mai lungi și deci va suferi extincție radiația violetă cu $\lambda = 375$ mμ. Din cauză că $4d = \lambda$, se va amplifica unda cu $\lambda = 4 \cdot 125$ mμ $= 500$ mμ, adică în aer 750 mμ (radiația roșie).

Scanned with OKEN Scanner

2. Care dintre radiațiile v i z i b i l e suferă extincție la trecere printr-o peliculă de 600 mμ ($n=1{,}5$)?

Conform cu (112), se ia $2d=\lambda$, $2d=2\lambda$, $2d=3\lambda$ etc. de unde rezultă lungimile de undă (înmulțite cu 1,5) în aer: 1 800, 900, 600, 450, 360, 300 mμ etc. Deci în partea vizibilă a spectrului se găsesc radiațiile cu lungimile de undă de 600 și 450 mμ.

25.2. Interferența pe straturile subțiri de acoperire aplicate pe medii mai dense

Un fenomen analog se manifestă, între altele, în cazul lentilelor ameliorate *(optică T)*, folosite în tehnică.

Pe suprafața lentilelor tuturor aparatelor optice se produc pierderi însemnate de lumină prin faptul că o parte din lumina incidentă este reflectată s p r e e x t e r i o r și n u m a i s e r v e ș t e scopului pentru care este construit aparatul (obiectivele bune au pînă la 8 suprafețe pe care se produc astfel de pierderi). De aceea, se acoperă lentila cu un s t r a t s u b ț i r e de substanță cu indice de refracție mai mic decît indicele de refracție al sticlei (de exemplu fluoruri evaporate). Ca și la lamele subțiri, lumina reflectată direct i n t e r f e r e a z ă cu cea reflectată din interiorul acestui strat. În acest caz însă reflexia are loc pe un mediu mai d e n s și anume pe suprafața limită dintre strat și sticlă, astfel încît și aici se produce același salt de fază ca și pe suprafața exterioară a stratului. De aceea rezultă o *extincție*, dacă $\Delta s=\frac{\lambda}{2}=2d$. Prin urmare grosimea stratului trebuie să fie egală cu 1/4 din lungimea de undă a cărei reflexie urmează să fie înlăturată (fig. 262).

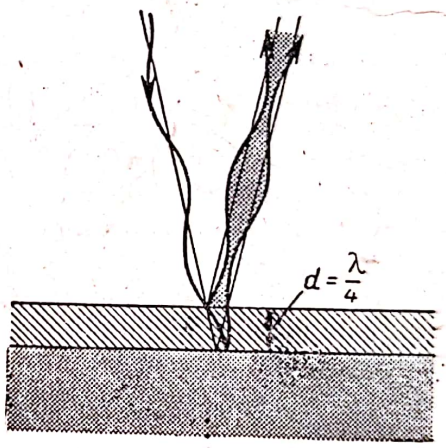


Fig. 262. Extincție pe un strat subțire de acoperire (optică T, adică autoreflectătoare).

Grosimea stratului este strîns legată de o a n u m i t ă l u n g i m e d e u n d ă, după scopul la care servește optica respectivă. La aceasta se mai adaugă și faptul că p u t e r e a d e r e f l e x i e s c a d e cînd indicele de refracție s c a d e, astfel că însuși stratul T aplicat reflectă mai slab decît sticla. În modul acesta luminozitatea obiectivelor fotografice poate fi mărită aproape la dublu.

Scanned with OKEN Scanner

25.3. Interferența pe straturile subțiri de aer

Straturile subțiri de aer dintre două medii mai dense au același efect ca și lamele subțiri. Întrucît pe fața superioară nu se produce un salt de fază, iar pe fața inferioară se produce, rezultă

diferența de drum optic în cazul incidenței perpendiculare pe un strat subțire de aer:

$$\Delta s = 2d - \frac{\lambda}{2} \qquad (113)$$

Cînd stratul are formă de pană, grosimea d crește mereu și totodată crește și diferența de drum optic, astfel că ia naștere un sistem de *franje paralele* (interferențe de aceeași grosime, deoarece de-a lungul unei franje există aceeași diferență de drum optic).

Experiențe. 1. Dacă se pune o lentilă, avînd curbură foarte slabă, pe o oglindă plană de sticlă se observă un sistem de cercuri colorate concentrice (*inelele lui Newton*) în jurul punctului de contact. Grosimea stratului de aer crește spre exterior și totodată crește și diferența de drum optic.

2. Dacă se presează una peste alta două bucăți de sticlă de oglindă iau naștere figuri de interferență de diferite forme, în funcție de presiunea exercitată (fig. 263).

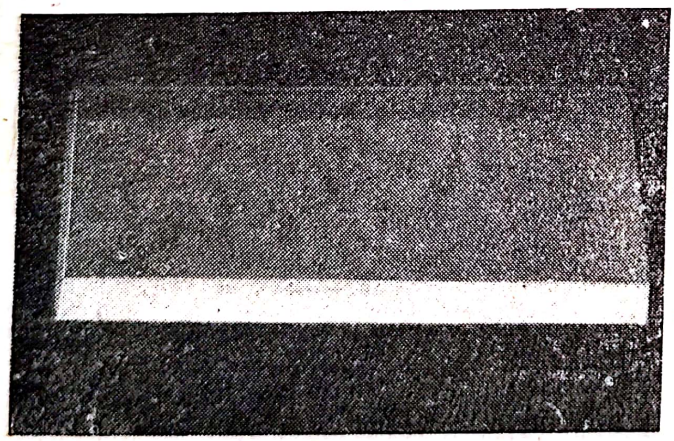


Fig. 263. Inelele lui Newton; o placă de sticlă de oglindă nu se aplică exact plan pe o placă de sticlă neagră.

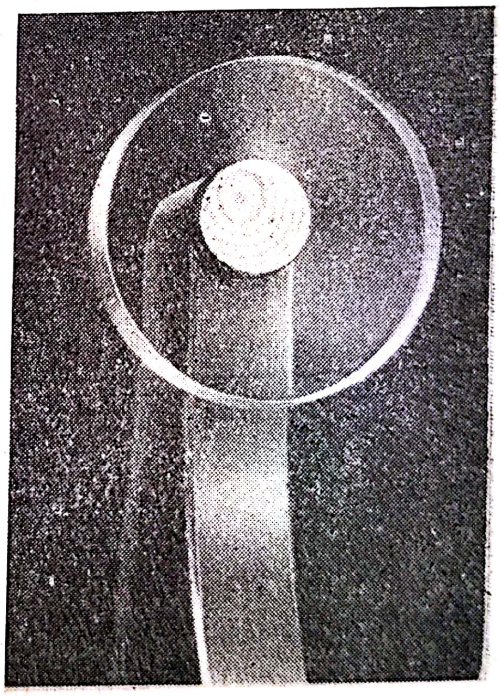


Fig. 264. Interferență pe suprafața de contact a unui șurub de reglaj fin.

3. Dacă se privește sub diferite unghiuri o peliculă de celuloid, confecționată după cum se arată în experiența descrisă la p. 220, culorile se deplasează din cauza măririi diferenței de drum optic.

Scanned with OKEN Scanner

Metodele bazate pe interferenţă au aplicaţii largi în tehnica măsurătorilor de precizie. Pentru a verifica, de exemplu, planeitatea unei suprafeţe, se aşază această suprafaţă în aşa fel încît să formeze o pană de aer cu o *sticlă de încercat* presupusă plană. Orice abatere a franjelor de interferenţă de la linia dreaptă înseamnă că suprafaţa verificată nu este plană (fig. 265).

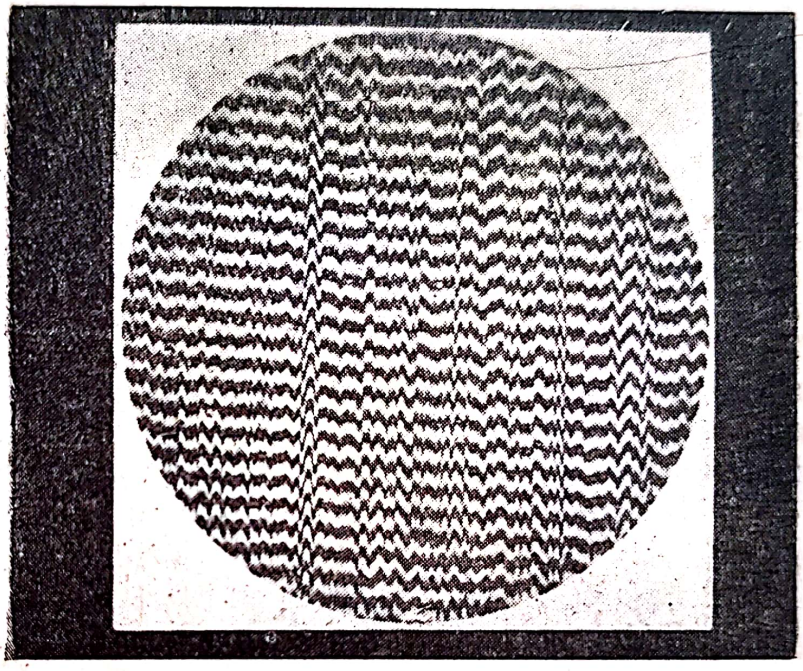


Fig. 265. Urme de polizare văzute la microscopul cu interferenţă.

Dispozitivul de bază al multor instrumente este *interferometrul Michelson* (fig. 266). Lumina care vine din L este în partea reflectată pe oglinda semitransparentă O_g spre suprafaţa S_1, iar în parte este lăsată să treacă spre S_2. După ce se reflectă încă o dată pe S_1 şi S_2, cele două părţi se reunifică deasupra plăcii O_g, unde se produce interferenţa lor. Dacă cele două drumuri l_1 şi l_2 nu sînt absolut egale, se produce o diferenţă de drum optic egală cu $2d$.

Dacă $2d=\frac{\lambda}{2}$, razele l_1 şi l_2 se anihilează reciproc după reunificarea lor, iar în cîmpul vizual se produce întuneric.

La *comparatorul cu interferenţă* al lui Köster acest principiu serveşte la compararea precisă a lungimii calelor calibrate şi la determinarea absolută a etaloanelor de lungime. Cu ajutorul *microscopului cu interferenţă* (fig. 267) se constată defectele de prelucrare cele mai fine.

Liniile întunecate care merg de la stînga la dreapta în fig. 265 sînt franje de interferenţă, care ar fi absolut rectilinii dacă suprafaţa ar fi perfect întinsă. Devierile în formă de dinţi orientate

Scanned with OKEN Scanner

perpendicular sînt cauzate de urmele de polizare, a căror adîncime se poate determina după înălţimea dinţilor. Unei devieri egale

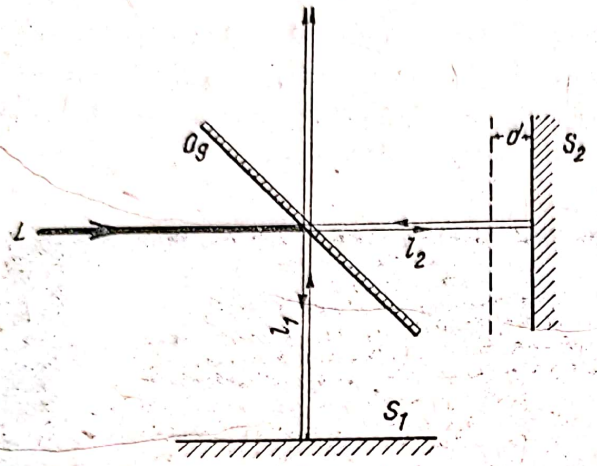


Fig. 266. Principiul interferometrului Michelson.

cu lăţimea unei franje îi corespunde o adîncime egală cu jumătate din lungimea de undă a luminii folosite.

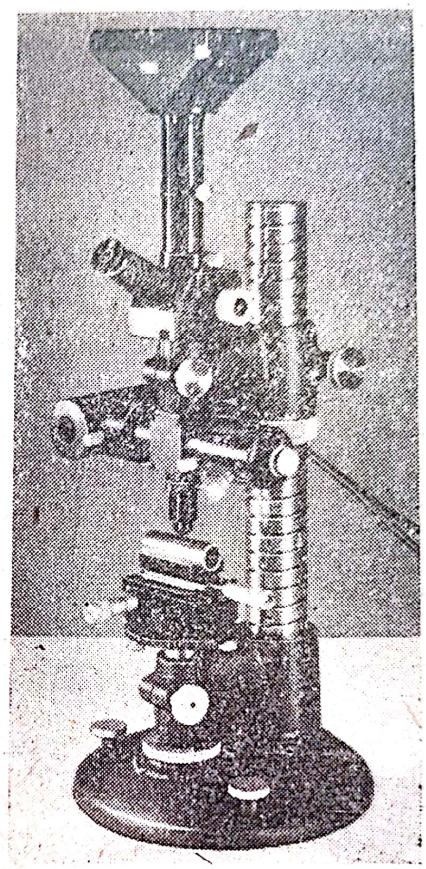


Fig. 267. Microscop cu interferenţă.

26. Difracţia luminii

La începutul acestui volum am enunţat principiul conform căruia orice rază de lumină se propagă în linie dreaptă. Reflecţia şi refracţia reprezintă două excepţii de la această regulă. A treia excepţie se întîlneşte atunci cînd lumina trece pe lîngă muchia unui obiect. Dacă se foloseşte lumină monocromatică nu se produce o umbră netă, ci o tranziţie estompată urmată de un număr de franje fine, care devin din ce în ce mai slabe. Acesta este un indiciu că lumina poate să cotească „după colţ". Fenomenul se numeşte *difracţie*. Această proprietate generală a undelor se poate observa şi la sunet (vezi principiul lui Huygens).

Experienţe. 1. Ţineţi un creion în faţa ochilor la distanţă egală cu jumătate din lungimea braţului, paralel cu marginea flăcării înguste a unei lumînări, acoperind-o aproape complet. Pe marginea creionului apare un chenar de lumină roşie. De aici rezultă că difracţia este deosebit de puternică pentru lumina roşie.

2. Priviţi prin fanta îngustă formată de două creioane aşezate unul lîngă altul flacăra unei lumînări situate la mare depărtare. La stînga şi la dreapta

flăcării se văd, la distanţe regulate, franje luminoase în culorile curcubeului. Cu cît fanta este mai îngustă, cu atît franjele de difracţie se întind mai departe.

3. Acelaşi fenomen se observă cînd se ţine în faţa ochiului un fir de păr bine întins şi se priveşte flacăra unei lumînări.

26.1. Difracţia printr-o fantă simplă

Din lumina monocromatică a unei surse S se formează cu ajutorul unei lentile L_1 (fig. 268) un fascicul paralel care trece printr-o fantă de lărgime d şi o a doua lentilă L_2, producînd în planul ei focal pe un ecran E o imagine I luminoasă şi netă a sursei S *(maxim principal)*. Din cauza difracţiei, lumina se răspîndeşte lateral în dosul fantei în toate direcţiile posibile, astfel încît fiecărei direcţii îi corespunde o imagine deplasată lateral (I_1, I_2...). Fasciculul reprezentat în fig. 269 este înclinat cu unghiul α faţă de direcţia iniţială. W este un front de undă al acestui fascicul şi se vede că, de exemplu, raza periferică 1 este d e c a l a t ă cu o oarecare cantitate faţă de raza $1'$ care se găseşte în mijlocul fasciculului. Dacă această d i f e r e n ţ ă d e d r u m o p t i c este egală e x a c t cu o j u m ă t a t e de lungime de undă, cele două raze s e a n i h i l e a z ă conform cu (109).

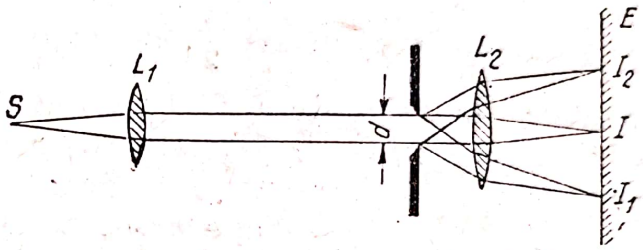


Fig. 268. Dispozitiv de difracţie, după Fraunhofer (lărgimea fantei d este mult exagerată, iar distanţa pînă la ecranul E este mult scurtată).

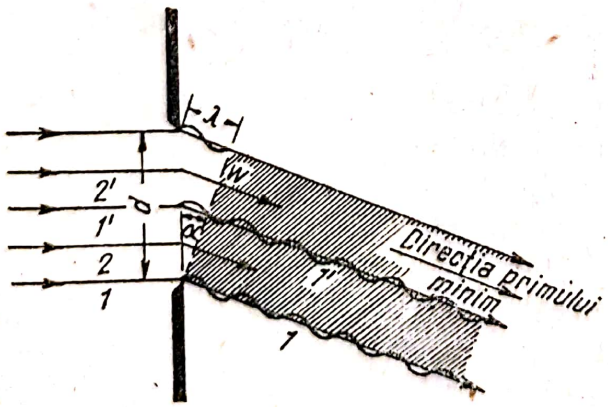


Fig. 269. Difracţia printr-o fantă simplă: primul minim.

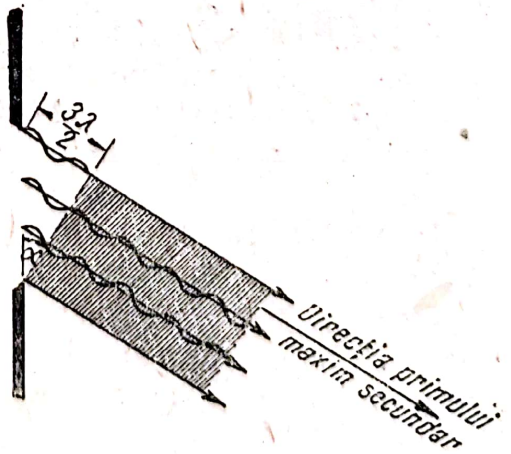


Fig. 270. Difracţia printr-o fantă simplă: primul maxim secundar.

Tot așa se anihilează și raza 2 cu 2'. Continuînd același raționament rezultă că t o a t e razele din jumătatea i n f e r i o a r ă a fasciculului se anihilează cu cele din jumătatea s u p e r i o a r ă. Prin urmare, în locul unde acest fascicul este proiectat de lentilă pe ecran domnește î n t u n e r i c. Din rapoartele geometrice respective se deduce

condiția primului minim de interferență la fanta simplă (difracție Fraunhofer): $\boxed{\sin \alpha = \frac{\lambda}{d}}$.

Dacă fasciculul este mai înclinat și se ajunge la o diferență de drum optic egală cu $\frac{3\lambda}{2}$, raționamentul de mai sus se poate aplica și la cele d o u ă t r e i m i i n f e r i o a r e ale fasciculului (fig. 270). În treimea superioară, din cauză că decalajul reciproc este insuficient, n u are l o c nici o extincție. Pe ecran apare sub acest unghi (deși m a i s l a b decît în maximul principal) iarăși l u m i n ă.

Fig. 271. Franje de interferență la umbra unei sîrme subțiri.

Condiția primului maxim secundar la fanta simplă este:

$$\boxed{\sin \alpha = \frac{3\lambda}{2d}}.$$

Pe măsură ce unghiul de difracție crește, apare iarăși extincție, după care apare din nou un maxim secundar (și anume, mai slab ca înainte) etc. De ambele părți ale maximului principal se formează un *sistem de franje de interferență întunecoase și luminoase*.

Aceleași fenomene de difracție apar dacă în locul fantei se pune o s î r m ă s u b ț i r e (sau un ac) în drumul unui fascicul paralel. În locul unei linii întunecate simple, umbra prezintă un sistem de franje de interferență (fig. 271).

Dacă lumina paralelă trece printr-un *orificiu circular* cu diametrul *d*, ia naștere un sistem de inele luminoase și întunecoase. Pentru *mijlocul primului inel întunecos* este valabilă relația

$$\sin \alpha = \frac{1{,}22\lambda}{d}. \qquad (114)$$

26.2. Rețele de difracție

Același fenomen se produce și atunci cînd se folosesc numeroase fante fine situate la distanța g una de alta. Fiecărei raze, de exemplu din fasciculul care intră în fanta *1* (fig. 272), îi corespunde o rază analogă (de aceeași poziție relativă) în altă fantă *2*. Dacă diferența de drum optic este egală cu λ, se produce amplificare, ceea ce este valabil pentru toate razele componente luate perechi ale acestor două fascicule. Deci, se produce extincție cînd $\sin \alpha = \frac{\lambda}{2g}$ sau, dimpotrivă, amplificare cînd este îndeplinită

condiția primului maxim secundar la rețeaua de difracție: $\boxed{\sin \alpha = \frac{\lambda}{g}}$. (115)

Un astfel de maxim secundar apare ori de cîte ori diferența de drum optic este egală cu un multiplu întreg al lungimii de undă.

Din situația geometrică rezultă $\frac{\lambda}{g} = \frac{s}{l}$ de unde se obține

depărtarea primului maxim secundar de la mijlocul ecranului: $\boxed{s = \frac{l\lambda}{g}}$

relație valabilă numai pentru distanțe l mari între ecran și rețea și pentru unghiuri de difracție α mici, l fiind distanța de la maximul secundar la fantă, iar g constanta rețelei.

Cu această formulă se poate calcula ușor lungimea de undă dacă se cunoaște distanța dintre fante *(constanta rețelei)* sau se poate stabili valoarea acesteia dacă se cunoaște lungimea de undă.

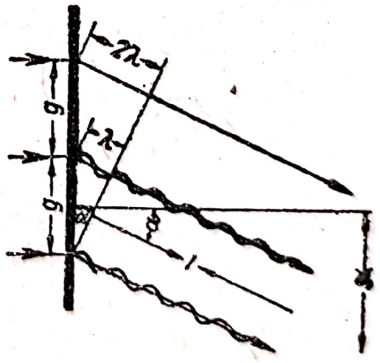


Fig. 272. Difracția printr-o fantă dublă: primul maxim secundar.

Rețelele de difracție se confecționează trasîndu-se pe o placă de sticlă cu ajutorul unei mașini de divizat și al unui diamant numeroase linii dese. Intervalele dintre liniile trasate joacă rolul de fante. Distanța dintre linii este *constanta rețelei* g. Executarea unor rețele bune este foarte costisitoare. Un exemplar executat se poate multiplica fotografic pentru scopuri simple. Rețelele de reflexie (*rețele Rowland*) constau din linii fine trasate pe metal (pînă la 1 700 linii pe mm).

Pentru lumina r o ş i e (lungime mare de undă) primul maxim secundar se găseşte conform cu (115) m a i d e p a r t e de mijlocul ecranului decît pentru violet.

Lumina cu lungime mare de undă suferă o difracţie mai puternică decît lumina cu lungime de undă mică.

Cînd se foloseşte lumină a l b ă rezultă un *spectru de difracţie.*

Puterea separatoare (capacitatea de a separa liniile spectrale foarte apropiate unele de altele) este mult m a i m a r e la orice reţea d e c î t l a p r i s m e. O reţea cu 100 000 linii permite să se stabilească diferenţe de lungime de undă pînă la 0,002 mμ (în domeniul lungimilor de undă de 600 mμ). Alt avantaj al spectrelor de difracţie este faptul că d i s t a n ţ a dintre diferitele l i n i i s p e c t r a l e depinde n u m a i d e i n t e r v a l u l lungimilor de undă respective n u şi de natura reţelei. De aceea ele se numesc *spectre normale.*

26.3. Puterea separatoare a instrumentelor optice

Ar trebui ca o lentilă bună să reproducă e x a c t s u b f o r m ă d e p u n c t imaginea f i e c ă r u i p u n c t al obiectului. Însă această condiţie nu poate fi îndeplinită nici de sistemul de lentile cel mai bine corectat, deoarece lumina suferă difracţie cînd trece prin o r i c e o r i f i c i u. Orificiile circulare dau un sistem de inele de difracţie, avînd primul minim la distanţa unghiulară sin $\delta = 1{,}22\frac{\lambda}{d}$. Cu cît orificiul este m a i m i c, cu atît inelele de difracţie sînt m a i l a r g i. De aceea două puncte învecinate ale obiectului dau într-o cameră obscură două s i s t e m e d e i n e l e care se suprapun parţial. Pentru a se putea d i s t i n g e punctele imaginii trebuie ca centrul unuia dintre micile discuri de difracţie să cadă pe primul minim al celuilalt (fig. 273). Ca atare, δ este c e a m a i m i c ă distanţă unghiulară p e r c e p t i b i l ă între două puncte. De aceea se spune că

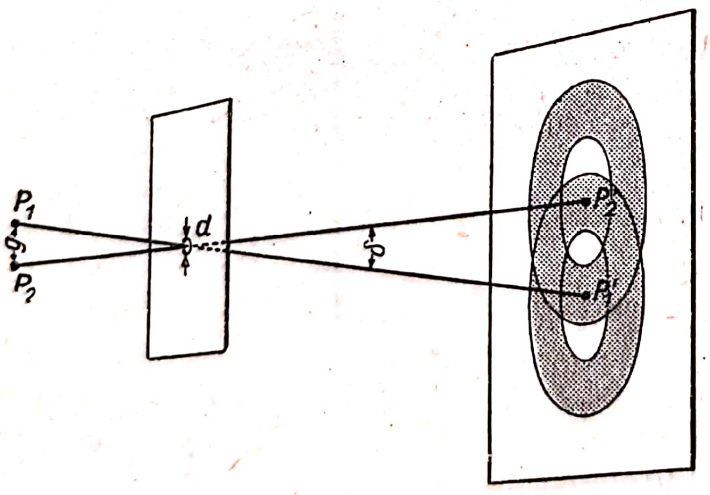


Fig. 273. Discurile de difracţie a două puncte ale imaginii.

Scanned with OKEN Scanner

puterea separatoare a unui sistem optic este cu atît mai mare cu cît este mai mică mărimea $\sin\delta = \frac{1{,}22\lambda}{d}$. (116)

Aici λ este lungimea de undă, iar d diametrul orificiului respectiv.

Prezenţa lentilelor nu schimbă cu nimic situaţia, căci ele nu împiedică difracţia, întrucît orice instrument optic are un orificiu.

Exemple. 1. Să se calculeze unghiul vizual cel mai mic pe care îl poate distinge ochiul cînd diametrul pupilei este de 3 mm, iar lungimea de undă medie este de 600 mμ.

Conform cu (114), rezultă

$$\sin\delta = \frac{1{,}22 \cdot 6 \cdot 10^{-4}\ \text{mm}}{3\ \text{mm}} = 0{,}000\ 24$$

de unde

$$\delta = \frac{0{,}000\ 24 \cdot 3\ 600}{0{,}017\ 45} = 50'' \approx 1'.$$

2. Stelele fixe (diametru mai mic de 0,01") se pot mări cu ajutorul celui mai mare telescop din lume (cu diametrul oglinzii de 5 m)?

Puterea separatoare se calculează ca în exemplul precedent

$$\sin\delta = \frac{1{,}22 \cdot 6 \cdot 10^{-4}\ \text{mm}}{5\ 000\ \text{mm}} = 1{,}46 \cdot 10^{-7},\ \text{iar}\ \delta = 0{,}03''.$$

Prin urmare, oglinda este prea mică pentru a putea furniza imaginea unei stele fixe constînd chiar numai din cîteva puncte.

3. Ce distanţă trebuie să aibă între ele două beţe situate la depărtare de 100 m, pentru ca să poată fi văzute separat?

Deoarece sinusul celui mai mic unghi vizual, conform cu primul exemplu, este egal cu 0,000 24, distanţa căutată este egală cu 100 m · 0,000 24 = 2,4 cm.

Cînd se apreciază calitatea unui obiectiv de microscop, interesează în primul rînd să se ştie ce *distanţă liniară* g minimă trebuie să fie între două puncte vecine ale obiectului privit pentru ca ele să fie văzute separate. După Abbé [1]), două puncte vecine P_1 şi P_2 ale obiectului ce urmează a fi mărit pot fi concepute ca fantele vecine ale unei reţele de linii cu constanta g

[1]) Teoria puterii separatoare a fost elaborată de Ernst Abbé (1840—1905), co-fondatorul ştiinţific al uzinelor Zeiss din Jena. El a creat numeroase sisteme şi instrumente optice, a căror calitate a rămas neîntrecută pînă azi.

Scanned with OKEN Scanner

(fig. 274). Pentru ca obiectivul să redea separat imaginile lor, trebuie ca fasciculele de raze difractate (*1'*, *2'*), respectiv (*1"*, *2"*), care determină primul maxim secundar, să pătrundă încă în lentila frontală, închizînd unghiul α între ele şi axul optic. Pentru acest unghi, conform cu (115) este valabilă relaţia $\sin\alpha=\frac{\lambda}{g}$, de unde $g=\frac{\lambda}{\sin\alpha}$. Dacă lumina cade oblic, g poate fi şi mai mic şi anume $g=\frac{\lambda}{2\sin\alpha}$. Deoarece lungimea de undă a luminii în mediul refringent al lichidului de imersie este de n ori mai mică, rezultă în definitiv

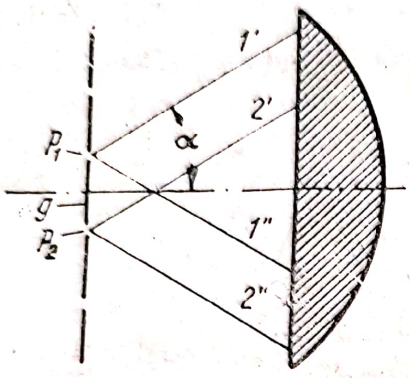


Fig. 274. Puterea separatoare a microscopului.

distanţa minimă dintre puncte pe care o poate separa un microscop:

$$g=\frac{\lambda}{2\,n\sin\alpha} \qquad (117)$$

La numitorul fracţiei se găseşte aşa numita

apertură numerică a obiectivului egală cu $n\sin\alpha$

în care α este jumătate din unghiul de deschidere al obiectivului.

De aici rezultă următoarele consecinţe:

1. puterea separatoare devine mai mare cînd lungimea de undă a luminii folosite este foarte mică (folosirea luminii ultraviolete şi a opticii de cuarţ);

2. unghiul de deschidere al obiectivului şi, deci apertura numerică, trebuie să fie cît mai mari posibil;

3. indicele de refracţie n măreşte de asemenea apertura numerică. De aceea se foloseşte ulei de cedru (*imersie omogenă*, $n=1{,}515$).

Apertura numerică a unui obiectiv în aer ($n=1$) poate fi egală cu maximum 1. În acest caz jumătate din unghiul de deschidere ar fi de 90°, iar lumina ar trebui să intre tangent în lentila frontală. În practică însă nu se poate realiza decît

Fig. 275. Ernst Abbé (1840—1905).

Scanned with OKEN Scanner

un unghi de circa 72° şi deoarece sin 72° este egal cu 0,95, apertura numerică maximă realizabilă a unui sistem uscat are această valoare. În cazul imersiei în ulei, aceasta corespunde unei aperturi maxime de $1{,}5 \cdot 0{,}95 = 1{,}40$.

Dacă se ia o apertură numerică egală cu 1, din (117) rezultă $g = \frac{\lambda}{2}$.

Puterea separatoare maximă este egală cu jumătate din lungimea de undă a luminii folosite.

De aceea obiectele mai mici nu pot fi văzute în lumină obişnuită. Măririle mai puternice decît de circa 2 000 ori nu au prea mare valoare la microscopul obişnuit, deoarece nu mai pot apare alte detalii ale obiectului examinat.

27. Polarizarea luminii

Fenomenele de interferenţă şi de difracţie au dus la concluzia că lumina trebuie să fie un proces ondulatoriu. Fenomenele de *polarizare* descrise în cele ce urmează arată care sînt direcţiile de oscilaţie ce intervin în mod caracteristic. O undă

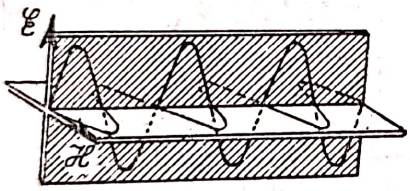


Fig. 276. Reprezentarea sub formă de model a unei unde luminoase simple.

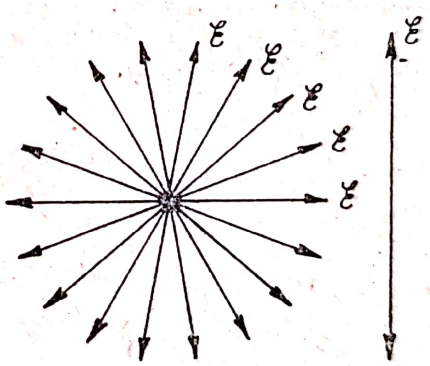


Fig. 277. Rază obişnuită de lumină nepolarizată, văzută din faţă. Alături, rază de lumină polarizată.

electromagnetică poate fi reprezentată simbolic sub forma unei sinusoide situată în planul hîrtiei. În acest plan (numit *plan de oscilaţie*) oscilează vectorul *intensităţii cîmpului electric* $\mathscr{E}$. Perpendicular pe el se găseşte planul (numit *plan de polarizare*) în care oscilează vectorul *intensităţii cîmpului magnetic* $\mathscr{H}$ care însă nu este luat în consideraţie în fenomenele optice (fig. 276). Cînd s-a vorbit despre interferenţă s-a spus că lumina obişnuită este produsă de nenumăraţii atomi care oscilează dezordonat în acelaşi timp (fig. 277).

În lumina naturală planele de oscilaţie au toate direcţiile posibile.

Totuşi cu ajutorul unor dispozitive adecvate este posibil să se producă lumină cu o s i n g u r ă direcţie de oscilaţie, denumită lumină *polarizată*.

Lumina polarizată are un singur plan de oscilaţie.

27.1. Polarizarea prin reflexie şi refracţie

Dacă lumina cade sub un unghi de circa 56° pe o placă de sticlă neagră, în raza r e f l e c t a t ă se găseşte n u m a i acea radiaţie luminoasă care oscilează p e r p e n d i c u l a r p e p l a n u l d e i n c i d e n ţ ă (planul de incidenţă este definit de rază şi de normală, fig. 278). De aceea lumina reflectată sub acest *unghi de polarizare* φ este *polarizată liniar*.

La un unghi oarecare de incidenţă, lumina reflectată se polarizează numai parţial.

Unghiul de polarizare este dat de relaţia: $\boxed{\operatorname{tg}\varphi = n}$.

cunoscută sub denumirea de legea lui Brewster.

Explicaţie. (fig. 279). În cazul polarizării complete, raza refractată şi raza reflectată sînt p e r p e n d i c u l a r e una pe alta. De aceea $\sin\varphi = n \sin\beta = n \sin(90^\circ - \varphi) = n \cos\varphi$.

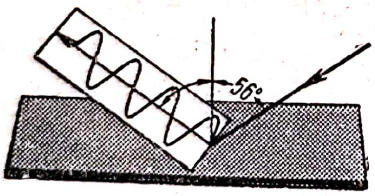


Fig. 278. Polarizare prin reflexie.

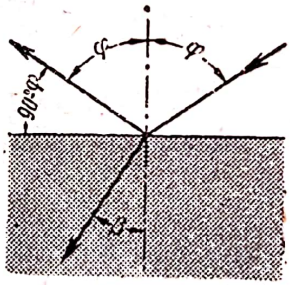


Fig. 279. Rază reflectată şi rază refractată în cazul polarizării complete.

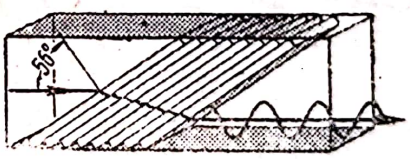


Fig. 280. Polarizor cu top de lame.

Porţiunea care pătrunde în sticlă şi este refractată oscilează de preferinţă în p l a n u l d e i n c i d e n ţ ă. Ea este totdeauna polarizată numai parţial. La *polarizorul cu top de lame* (fig. 280), fiecare lamă următoare polarizează o p a r t e din lumina încă neorientată de lamele precedente, pînă ce a p r o a p e t o a t ă lumina care iese din polarizor oscilează în planul de incidenţă.

Scanned with OKEN Scanner

27.2. Polarizarea prin dublă refracţie

Am explicat că refracţia luminii se datoreşte faptului că viteza de propagare în medii optic mai dense este mai mică decît în vid. În această explicaţie am presupus în mod tacit că lumina se propagă într-un mediu în toate direcţiile cu aceeaşi viteză.

Acesta este cazul însă numai în aşa-numitele *medii optic izotrope*. Dintre aceste medii fac parte sticla şi lichidele, precum şi anumite cristale (cele regulate; de exemplu sarea gemă). Există însă un grup de cristale care fac excepţie *corpurile anizotrope:* de exemplu spatul de Islanda). La acestea indicele de refracţie depinde de direcţa de incidenţă a luminii. În plus, aceste cristale au proprietatea de a descompune lumina care pătrunde în ele în două raze polarizate perpendicular una pe alta (liniar), care se numesc rază *ordinară* (*o.*) şi rază *extraordinară* (*e.o.*) (fig. 281).

La cristalele optic $\frac{\textit{uniaxe}}{\textit{biaxe}}$ *există* $\frac{\textit{o direcţie}}{\textit{două direcţii}}$ *în care viteza ambelor raze este aceeaşi.*

Aceste direcţii se numesc axe optice ale cristalului.

Un *nicol* constă din două bucăţi de spat de Islanda şlefuite bine şi lipite una de alta cu balsam de Canada (n=1,54) (fig. 282). Întrucît la spatul de Islanda indicele de refracţie pentru raza *o.* este de 1,66, această rază suferă o reflecţie totală pe stratul de balsam (din cauza unghiului mare de incidenţă) fiind astfel înlăturată din fasciculul de lumină ce trece prin nicol. Raza *e.o.* (n=1,49) străbate cristalul nedeviată

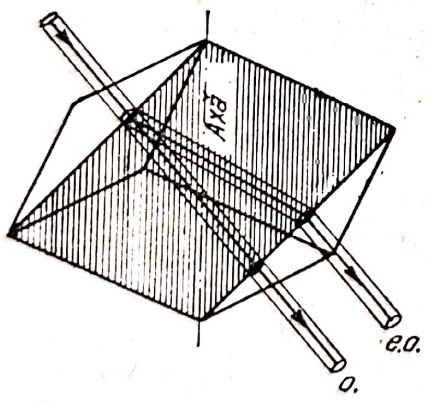


Fig. 281. Romboedru de spat de Islanda cu raza incidentă perpendiculară pe suprafaţa lui.

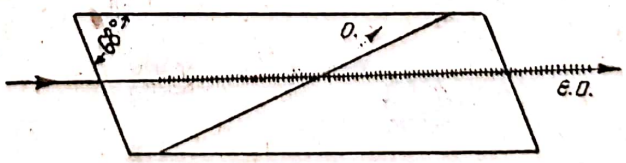


Fig. 282. Un nicol.

şi poate fi folosită. Se poate obţine lumină polarizată şi cu ajutorul unei lame de *turmalin*. Raza *o.* este absorbită la

trecerea sa prin cristalul colorat (în majoritatea cazurilor verde-oliv). Pentru scopuri tehnice, astăzi se folosesc mai cu seamă *filtrele de polarizație*. Aceste filtre, cunoscute și sub numele de *polaroizi*, se compun din două plăci de sticlă, între care sînt puse pe un film, cristale foarte mici și orientate paralel, dintr-o substanță birefrigerentă (herapatită) [1]).

Fig. 283. Fotografie luată fără și cu filtru cu polaroid.

Orice *aparat de polarizație* cuprinde două părți: un dispozitiv pentru producerea luminii polarizate (de exemplu un nicol), numit *polarizor*, și un alt dispozitiv de același gen, numit *analizor*. Dacă planul de oscilație al acestuia din urmă este paralel cu acela al luminii date de polarizor, lumina poate trece nestingherită mai departe. Drumul luminii va fi însă barat, dacă planul de oscilație al analizorului este rotit cu 90° față de cel al luminii polarizate. Prin urmare, privind în analizor și făcîndu-l să execute o rotație completă în jurul axei sale longitudinale, se vede de două

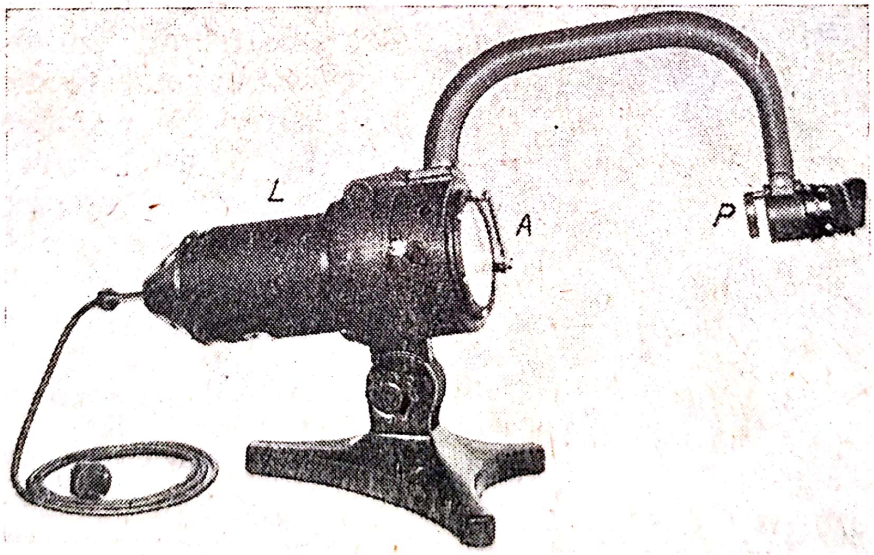


Fig. 284. Aparat de polarizare (de verificat tensiunile în sticlă): *L* — sursă de lumină; *P* — polarizor; *A* — analizor.

[1]) Compus obținut prin acțiunea iodului asupra sulfatului de chinină.

Scanned with OKEN Scanner

ori iluminare completă și de două ori întuneric complet, trecerea de la una la alta făcîndu-se treptat.

O serie de substanțe au proprietatea de a roti planul de polarizare al luminii. Așa, de exemplu o soluție de zahăr de trestie este *optic activă*. Dacă se introduce soluția între cei doi nicoli inițial încrucișați (întuneric), cîmpul vizual se luminează și este nevoie de o nouă rotire a analizorului pentru a se obține iarăși întuneric. Unghiul de rotație este proporțional cu concentrația soluției și cu lungimea coloanei de lichid (metodă pentru determinarea zahărului în urină). Lumina folosită în acest scop trebuie să fie cît mai monocromatică.

O privire printr-un polaroid produce un efect surprinzător: aproape toată lumina provenind de la suprafețele reflectătoare suferă extincție într-o anumită poziție a filtrului. Geamurile, lentilele de ochelari etc, parcă nu mai reflectă dacă sînt privite prin acest filtru (excepție fac suprafețele metalice, fig. 283). O aplicație o constituie filtrul pentru fotografiat cînd reflexele sînt prea supărătoare. Și cerul albastru apare mai întunecat, ceea ce înseamnă că lumina albastră a cerului este parțial polarizată. *Tensiunile interne* provoacă și ele în cîmpurile optic izotrope (în sticle și rășini artificiale) o dublă refracție care poate fi detectată ușor cu un *aparat optic de verificat tensiuni*, denumit fotoelasticimetru (care este în principiu un aparat de polarizare) (fig. 284). Modelele de piese de construcție executate din astfel de substanțe arată vizibil, sub sarcină, punctele unde solicitarea este maximă (fig. 285).

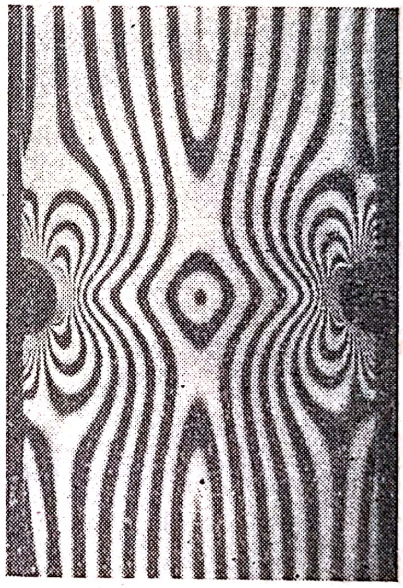


Fig. 285. Modelul unei piese prelucrate, solicitată mecanic, într-un fotoelasticimetru.

28. Optica fiziologică

Ca și în cazul sunetului, la lumină trebuie să se facă distincție între procesele fizice (care sînt cauza fenomenelor) și impresiile senzoriale corespunzătoare (care sînt efectul primelor). Cauza este totdeauna o *radiație*. Numai efectul radiațiilor asupra ochiului produce senzația de *lumină* (senzațiile de lumină pot avea și alte cauze, de exemplu presiunea pe globul

ocular, stări nervoase etc.). Pînă acum ne-am ocupat exclusiv de legile r a d i a ţ i e i. Se constată însă că în ceea ce privește senzația de lumină există anumite legi speciale, care nu sînt de natură fizică, ci f i z i o l o g i c ă. În 24.1, am examinat ochiul omenesc numai ca i n s t r u m e n t optic.

28.1. Sensibilitatea spectrală a ochiului

Cînd privim în mod obișnuit spectrul, ne izbește luminozitatea regiunii din mijlocul său, deși energia se repartizează aproximativ uniform pe diferitele zone spectrale. Prin urmare, ochiul este mai sensibil pentru o anumită grupă de lungimi de undă. Această grupă se găsește pe la valoarea $\lambda = 555$ mμ, după cum rezultă în medie din experiențele făcute cu un mare număr de persoane (fig. 286). Dar această constatare este valabilă numai în ceea ce privește *conurile* retinei, care reacționează cînd primesc o lumină intensă. *Bastonașele*, care l i p s e s c în regiunea de a c u i t a t e v i z u a l ă m a x i m ă, intră în acțiune numai atunci cînd lumina este slabă (în amurg). Sensibilitatea lor este maximă la 510 mμ. Însă b a s t o n a ş e l e nu pot distinge c u l o r i l e, ci sînt numai mult mai sensibile la lumină și întuneric. Așadar, noaptea funcționează cu totul a l t a p a r a t v i z u a l decît ziua.

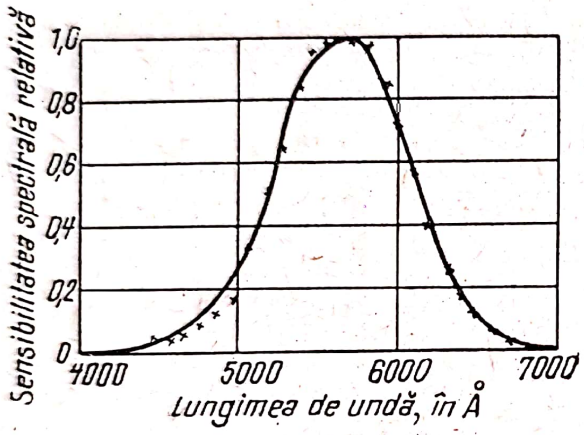


Fig. 286. Sensibilitatea spectrală a ochiului.

28.2. Culorile

Spectrul continuu prezintă o serie de culori care trec treptat dintr-una într-alta, așa încît se poate spune că:

fiecare lungime de undă produce o culoare anumită (culorile spectrului).

Există însă n e n u m ă r a t e c u l o r i pe care z a d a r n i c le-am căuta în spectru: roz, brun, verde-oliv etc. (sînt cata-

Scanned with OKEN Scanner

loage care conţin cîteva mii de culori). Prin urmare, afirmaţia de mai sus nu poate fi inversată. Dimpotrivă, mai multe culori nu se pot exprima simplu în lungimi de undă şi iau naştere după legi particulare care nu sînt de natură fizică.

În măsura în care impresiile de culoare provin de la suprafaţa corpurilor se spune că ele sînt culori ale corpurilor.

28.2.1. Culori cenuşii

Un corp care nu reflectă nici o radiaţie ($R=0$) se numeşte corp negru. Faţă de mediul ambiant, el apare negru şi pentru ochi. Dar în alte cazuri ceea ce se prezintă ochiului ca negru nu trebuie neapărat să fie negru din punct de vedere fizic.

Experienţă. Dacă lumina unei lămpi cu arc cade pe o bucată de hîrtie neagră într-o încăpere care se găseşte în întuneric complet, hîrtia pare albă. La lumina zilei, hîrtia este neagră din punct de vedere fiziologic, dar nu şi fizic.

Pentru a se obţine impresia de „negru" este deci suficient ca o suprafaţă situată într-un mediu luminos să emită relativ puţină lumină. Suprafeţele care reflectă la fel de bine şi de difuz toate lungimile de undă ale luminii vizibile se numesc albe (de exemplu creta, zăpada sau hîrtia). O suprafaţă cu o putere de reflexie de 0,75 dă încă impresia că este de un alb pur. Între negru şi alb mai distingem cenuşiul în toate gradaţiile posibile. Pentru ca diferenţele de luminozitate dintre diferitele grade să apară ochiului ca egale, trebuie aplicată şi aici legea lui Weber-Fechner.

Pentru a întocmi o *scară de cenuşiu* cu un astfel de caracter uniform, vom porni de la un alb pur; fie puterea lui de reflexie $R=100$. O a doua suprafaţă, cu $R=50$, pare cenuşie pe lîngă prima. Cenuşiul mai închis următor are puterea de reflexie 25, astfel că rezultă seria 100, 50, 25, 12,5 etc.

> *O scară de cenuşiu cu diferenţă uniformă de luminozitate formează o progresie geometrică.*

De aici rezultă o consecinţă importantă: ochiul poate distinge diferenţe foarte fine între nuanţele închise de cenuşiu, dar pentru a percepe abaterile de la alb pur este nevoie de foarte mari diferenţe de putere de reflexie.

Experienţe. 1. Copiaţi cu tuş negru desenul din fig. 287 pe un disc de carton alb şi învîrtiţi-l repede. Se va vedea un sistem de inele cenuşii, a căror luminozitate scade foarte repede spre centru. Diferitele inele au, în mod corespunzător fracţiunii pe care o ocupă negrul în fiecare din ele, puterile de reflexie

de 100, 75, 50, 25, 0. Această scară de cenușiu apare neuniformă, căci trecerea spre negru are loc din ce în ce mai repede.

2. Un al doilea disc este vopsit în modul arătat în fig. 288. Fracțiunil negre ale inelelor corespund puterilor de reflexie 100, 50, 25, 12,5, 6,25. Diferențele de luminozitate apar uniforme.

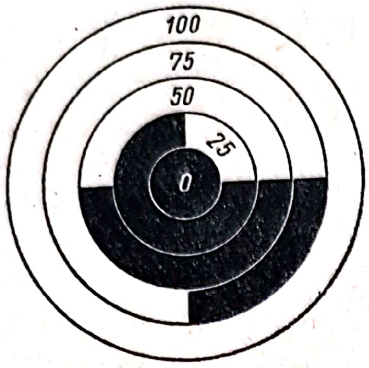


Fig. 287. Disc pentru producerea unei scări de cenușiu.

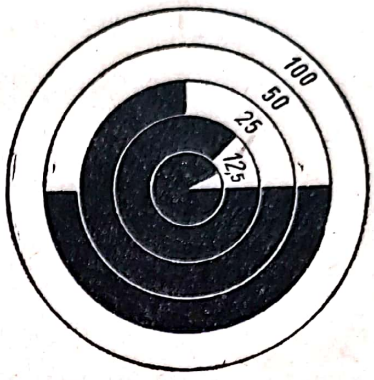


Fig. 288. Cum se produce o scară de cenușiu cu variații uniforme.

28.2.2. Culori pure

Lumina cu o anumită lungime de undă are o *culoare pură* (de exemplu lumina galbenă a unei lămpi cu vapori de sodiu). Dimpotrivă, o culoare pură nu este neapărat monocromatică din punct de vedere fizic.

Experiență. Cu ajutorul unei prisme, producem un spectru, care este contopit din nou în alb în fața ecranului printr-o lentilă cilindrică L (fig. 289). Cu ajutorul unei fante reglabile F, separăm o porțiune îngustă din spectru. Imaginea I de pe ecran devine monocromatică. Dacă se lărgește apoi fanta, poate trece prin ea o bandă de lungimi de undă mai largă (de exemplu cu $\lambda = 550 \ldots 650$ mμ) și ar fi de așteptat ca după contopirea acestui amestec de lungimi de undă să se vadă o culoare mixtă. Însă lucrurile nu se petrec astfel. Raportul $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ (în exemplul de mai sus $\frac{100}{600}$) poate avea o valoare pînă la cîteva zecimi, fără ca nuanța pură inițială să se modifice.

Culorilor pure nu le corespund anumite lungimi de undă, ci anumite domenii de lungimi de undă.

Se poate acoperi cu o diafragmă B partea din spectru lăsată liberă de fantă în experiența precedentă și în schimb să se lase liber restul spectrului, care mai înainte era acoperit de diafragmă (fig. 290). Dacă se acoperă, de exemplu galbenul, restul spectrului I' rămas de ambele laturi ale lui apare albastru-violet după recontopire. Așadar, în acest caz nu se vede o culoare mixtă nedefinită, ci o culoare pură, care se găsește și în spectru. Ea se numește *culoarea complementară* a

galbenului. Ambele culori complementare trebuie să dea împreună din nou alb, deoarece acum sînt întrunite toate lungimile de undă ale spectrului.

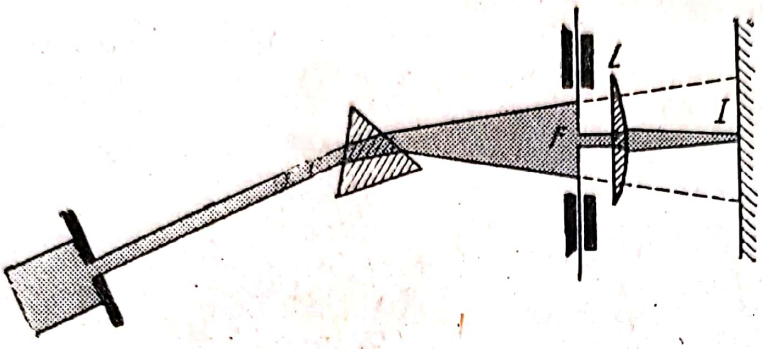


Fig. 289. Cum ia naștere o culoare pură.

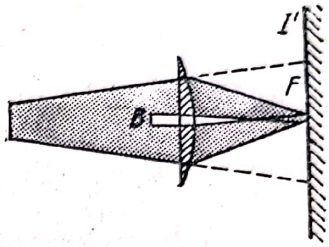


Fig. 290. Cum ia naștere o culoare complementară.

Culorile complementare se completează dînd alb

Partea suprimată din spectru	roșu	portocaliu	galben	verde-gălbui	verde
Culoarea complementară (culoare mixtă a restului)	verde albăstrui	albastru	violet albăstrui	violet	purpuriu

Observăm însă că apare o culoare care nu există în spectru: purpuriul. Aceasta este singura excepție.

Culorile pure se pot aranja în formă de cerc, ale cărui sectoare colorate sînt astfel situate încît culorile complementare perechi se găsesc una în fața alteia. O asemenea combinație se numește un *cerc de culori* (fig. 291, respectiv punctul *6* din planșa în culori). Purpuriul, care nu există în spectru, reprezintă veriga de legătură care închide spectrul deschis la ambele capete, formînd o serie de culori complet închisă.

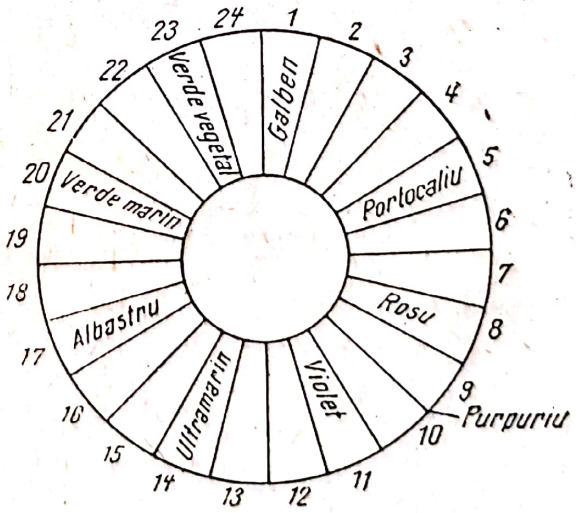


Fig. 291. Cercul de culori (denumirile sînt după teoria culorilor a lui Ostwald)

În afară de cazurile menţionate mai sus, în care pe toată gama vizibilă a lungimilor de undă absorbţia este puternică (negru) sau reflexia este bună (alb), pe lîngă gradele intermediare (cenuşiu) mai există şi cazuri în care sînt absorbite cu precădere radiaţii cu anumite lungimi de undă sau domenii de lungimi de undă. Cînd un corp absoarbe de exemplu mult roşu el trebuie să reflecteze restul spectrului, astfel că acesta apare în culoarea complementară, în cazul de faţă, verde-albăstrui. Însă suprafaţa corpului reflectă o anumită parte a intensităţii din tot spectrul (alb pur), iar o anumită altă parte este absorbită de corp (fig. 292). Verdele-albăstrui pur este deci acoperit de un cenuşiu mai deschis sau mai închis, din care cauză apare tulbure şi mat. În consecinţă, caracterul cromatic se modifică complet şi ia naştere o *culoare voalată*.

În modul acesta apare bogăţia de nuanţe care pot fi observate în viaţa de toate zilele. Totodată rezultă principiul după care se pot realiza nuanţele, oricare ar fi ele:

orice nuanţă poate fi obţinută prin amestecarea unei culori pure cu negru sau cu alb.

Dacă se amestecă de exemplu roşu pur cu o parte din ce în ce mai mare de negru se produce nu numai o închidere a culorii, ci şi o alterare a culorii spre tonuri de

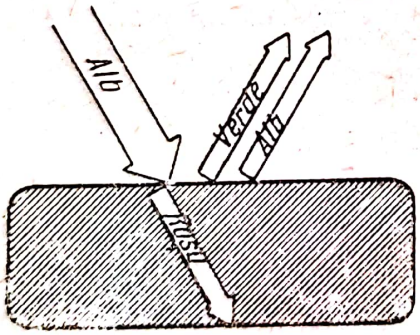


Fig. 292. Cum ia naştere o culoare a corpului (verde voalat, albicios).

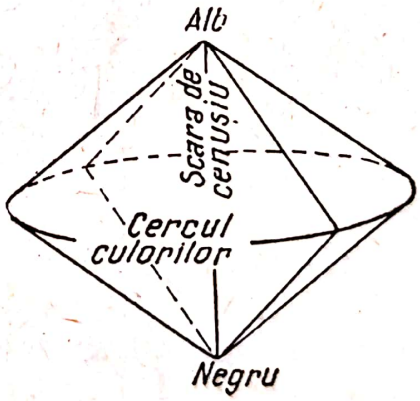
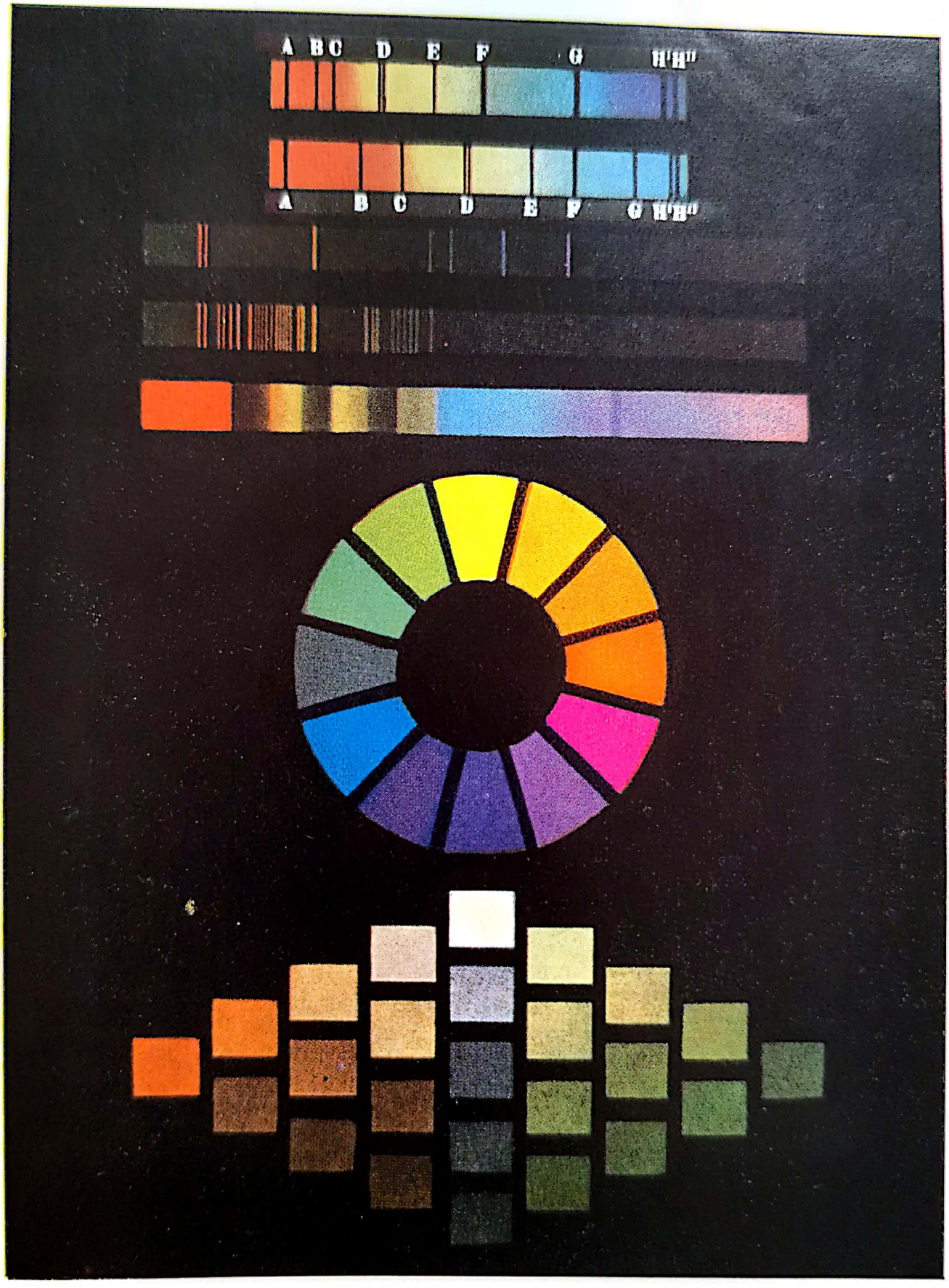


Fig. 293. Conul spaţial al culorilor.

brun închis. Dacă se amestecă roşu cu alb rezultă roz. Toate nuanţele acestui roşu se pot aranja sub forma unui *triunghi de nuanţe* (*triunghi de voalare*, 7 din planşa în culori). Triunghiurile corespunzătoare ale tuturor culorilor pure se pot asocia într-un con dublu numit *conul spaţial al culorilor* (fig. 293).

Scanned with OKEN Scanner



1 — spectru dat de o prismă cu liniile lui Fraunhofer; *2* — spectru de difracţie (spectru normal); *3* — spectrul de linii al heliului; *4* — spectrul de linii al neonului; *5* — spectrul de absorbţie al neodimului; *6* — cercul de culori; *7* — două triunghiuri de nuanţe (secţiune axială prin conul spaţial al culorii). În direcţie verticală, o scară de cenuşiu.

Scanned with OKEN Scanner

Vîrful său este alb, iar cel inferior este negru. Pe muchia în care se întîlnesc cele două conuri se găseşte cercul de culori pure. O secţiune oarecare prin axă dă un triunghi de tonuri egale împreună cu culorile complementare respective. În modul acesta este posibil să se noteze fiecare culoare cu litere şi numere, ceea ce se face după diferite sisteme de notaţie.

28.2.4. Amestecarea culorilor

Diferitele nuanţe ale unui triunghi de tonuri egale se pot reproduce cu uşurinţă cu ajutorul unui *disc colorat* rotativ. Pe un disc de carton de o culoare pură se desenează cu tuş negru ceea ce s-a reprezentat în fig. 288. Dacă rotaţia este rapidă se văd nişte inele concentrice, care încep la exterior cu culoarea pură şi se termină la centru cu tonurile cele mai închise. Seria corespunzătoare de amestecuri cu alb rezultă dacă figura este albă, iar tonurile intermediare se obţin dacă ea este parţial vopsită în negru şi parţial în alb (cea ce dă cenuşiu, în cazul rotaţiei rapide).

În acest caz, ochiul primeşte diferite excitaţii, care se succed repede. Dacă diferitele culori se contopesc într-o impresie totală (cum este cazul aici), se spune că *amestecarea culorilor este aditivă*. Acelaşi lucru se poate obţine şi prin alăturarea unor mici puncte colorate.

Experienţe. 1. Să aşezăm un geam transparent în poziţie verticală şi să punem în faţa lui o bucată de hîrtie colorată (fig. 294). La aceeaşi distanţă, în dosul geamului, se găseşte altă foaie de hîrtie de altă culoare. Dacă privim geamul oblic de sus, lumina ambelor culori ajunge la ochi, care vede culoarea mixtă corespunzătoare.

2. Să rotim repede un disc circular, vopsit pe jumătate în roşu şi pe jumătate în verde-albăstrui (fig. 295). Se va vedea un cenuşiu deschis. Din cauza absorbţiei, aceste două culori complementare nu dau alb pur.

Spre deosebire de amestecarea aditivă există şi una *subtractivă de culori*. Să presupunem că punem un geam albastru peste unul galben (fig. 296). În cazul amestecării aditive, aceste două culori ar da aproximativ alb. Dacă privim prin geamuri, vedem verde. Geamul albastru absoarbe roşul şi galbenul, dar lasă să treacă verdele şi violetul slăbite, iar albastrul complet. Geamul galben care se găseşte în faţa lui absoarbe albastrul şi violetul, dar în măsură mai mică este transparent pentru verde. Deci amestecarea subtractivă nu are loc în ochi, ci se bazează pe *absorbţia selectivă* prin mai multe medii colorate *(filtre optice)*. În această categorie se încadrează şi amestecarea culorilor de pictură. Acestea

Scanned with OKEN Scanner

conţin *pigmenţi*, adică mici granule colorate. De exemplu lumina care a trecut printr-o granulă albastră, după ce s-a reflectat în interiorul stratului de vopsea de granule galbene înainte de a ajunge la suprafaţă, nu mai conţine decît culoarea verde (fig. 297).

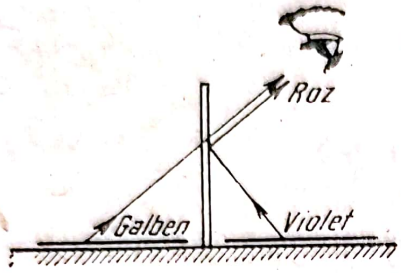


Fig. 294. Amestecare aditivă de culori.

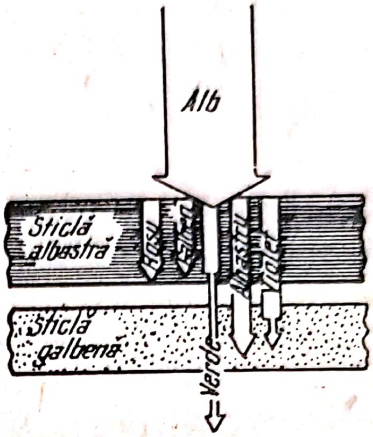


Fig. 296. Amestecarea subtractivă de culori.

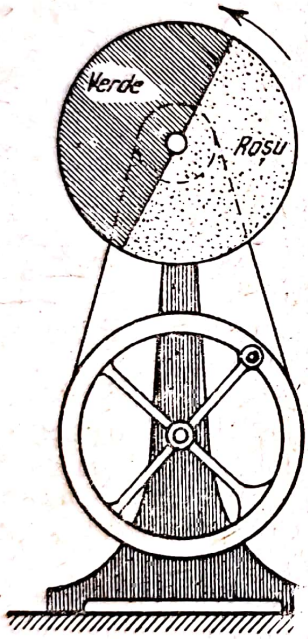


Fig. 295. Disc colorat.

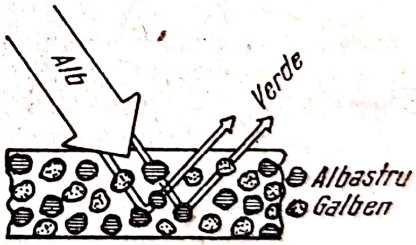


Fig. 297. Amestecare substractivă de culori într-un strat pigmental.

28.3. Durata impresiilor luminoase

O excitaţie luminoasă de foarte scurtă durată are asupra ochiului un efect care se prelungeşte încă aproximativ 1/20 s. Excitaţiile succesive mai scurte nu mai sînt percepute separat, ci se contopesc într-una singură. Fără această inerţie a retinei, în experienţele cu discul colorat descrise mai sus s-ar observa o fluturare continuă. Aceasta dispare însă după ce se depăşeşte o anumită turaţie. Un chibrit încă nestins complet,

învîrtit repede în cerc, apare în întuneric ca o l i n i e luminoasă.

Cinematograful proiectează mici instantanee ale unor obiecte în mişcare, instantanee ce se găsesc pe o fîşie de film ce trece sacadat prin aparatul de proiecţie (fig. 298).

Dacă o excitaţie luminoasă este uniformă şi de lungă durată, ochiul *oboseşte*. De exemplu dacă o culoare intensă acţionează u n t i m p m a i î n d e l u n g a t asupra ochiului, acesta o b o s e ş t e pentru a c e a s t ă c u l o a r e. O suprafaţă albă privită imediat după aceea apare în c u l o a r e a c o m p l e m e n t a r ă, deoarece ochiul mai este încă sensibil pentru restul spectrului.

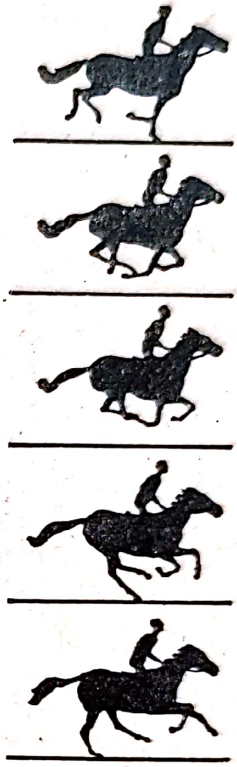


Fig. 298. Un predecesor al filmului: fotografii în serie ale unui cal în galop luate în anul 1870.

29. Fotometria

Intensitatea surselor luminoase se poate aprecia din două puncte de vedere diferite:

fizic, adică pe baza e n e r g i e i r a d i a n t e emise î n t r - o s e c u n d ă de sursa luminoasă, deci pe baza *puterii radiante a sursei*. Ea poate fi măsurată cu ajutorul unui cuplu termoelectric sau al unei celule fotoelectrice (ca la exponometrul electric pentru fotografii). În acest caz, unităţile de măsură sînt cal/s, erg/s sau watt. În modul acesta s-a determinat, de exemplu, constanta solară;

fiziologic, adică pe baza impresiei pe care o produce lumina asupra ochiului omenesc. *Fotometria* practică se ocupă e x c l u s i v de aceste senzaţii l u m i n o a s e. Aici este vorba de cu totul altceva decît de puterea radiantă, întrucît ochiul este sensibil numai la un anumit domeniu spectral şi chiar în cadrul acestuia s e n s i b i l i t a t e a n u e s t e u n i f o r m ă. De aceea sînt necesare unităţi speciale de măsură.

29.1. Mărimi fotometrice fundamentale

29.1.1. Intensitatea luminoasă

Mai de mult servea ca unitate de măsură *lumînarea Hefner* (LH).

Aceasta este o lampă alimentată cu acetat de amil, care dă o flacără de 40 mm înălţime şi 8 mm diametru al fitilului. Se ia

intensitatea luminoasă în direcţia orizontală. Flacăra are dezavantajul că intensitatea ei luminoasă depinde de conţinutul de bioxid de carbon (CO_2), de presiunea şi de umiditatea aerului.

De aceea, cu începere din 1948, este valabilă ca unitate internaţională candela [1]).

Unitatea de intensitate luminoasă este:

1 candelă (cd) [2])	=1,107 LH
1 lumînare Hefner (LH)	=0,903 cd

(118)

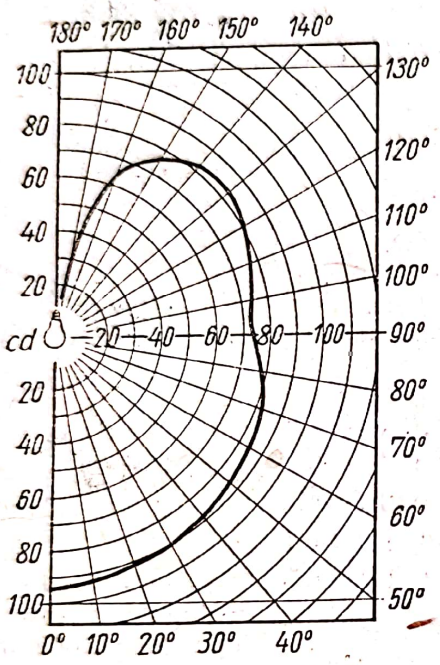


Fig. 299. Indicatoarea de emisie a unui bec electric cu incandescenţă în planul axei longitudinale a becului.

Prin această unitate se înţelege a 60-a parte din intensitatea luminoasă pe care o produce 1 cm^2 de corp negru la temperatura de solidificare a platinei (1 770°C). În modul acesta, intensitatea nu mai depinde de toate variaţiile întîmplătoare ale unei anumite surse de lumină. Prin comparaţie cu corpul negru se confecţionează *etaloane secundare* sub formă de lămpi cu incandescenţă (lămpi fabricate cu deosebită grijă şi învechite).

Intensitatea luminoasă a surselor obişnuite de lumină este diferită în fiecare direcţie a spaţiului, din cauza conformaţiei speciale a corpurilor de iluminat (de exemplu filamentul în zig-zag sau inelar, forma reflectorului etc.). *Indicatoarea de emisie* (fig. 299) valabilă pentru 1 000 lm dă indicaţii precise asupra intensităţii luminoase a sursei. Pentru alte lămpi de acelaşi tip trebuie să se convertească valorile în mod corespunzător.

29.1.2. Fluxul luminos

Cantitatea totală de lumină emisă în toate direcţiile, în fiecare secundă, de către o sursă de lumină se numeşte *fluxul luminos* Φ al sursei. Să ne închipuim

---

[1]) Cuvînt latinesc, care înseamnă „lumînare".

[2]) Valabilă la temperatura de culoare de 2 043°K (temperatura de solidificare a platinei); la 2 360°K valoarea este 1,140 LH, iar la 2 750°K, 1,162 LH pentru o candelă (cd).

Scanned with OKEN Scanner

o sursă luminoasă punctiformă înconjurată de o sferă cu raza de 1 m. Suprafaţa acestei sfere este de $4\pi m^2$ şi pe ea cade toată lumina emisă de sursă. Astfel

fluxul luminos total al unei surse luminoase punctiforme este: $\boxed{\Phi = 4\pi I}$ [lm]—lumeni.

După cum unghiurile plane se măsoară în unităţi de arc, care sînt diviziuni ale circumferinţei de rază 1, tot aşa *unghiurile solide* se exprimă în diviziuni ale suprafeţei sferei cu raza 1. După cum unghiul plan complet este de 2π (circumferinţa cercului), unghiul solid complet este $\omega = 4\pi$, adică raportul $\frac{4\pi r^2}{r^2}$. Semispaţiul cuprinde unghiul solid $\omega = 2\pi$ (emisferă) şi aşa mai departe. Unghiul solid 1 corespunde unui con cu bază circulară avînd vîrful în centrul sferei şi care interceptează din suprafaţa emisferei cu raza 1 o arie egală cu 1. Unghiul la vîrf al conului este de 65,6°. Cu aceste notaţii

fluxul luminos al unui con de rază oarecare este: $\boxed{\Phi = I\omega}$ [lm]. (119)

Un lumen (lm) este fluxul luminos pe care-l radiază o candelă în unghiul solid egal cu unitatea (fig. 300).

Această definiţie se mai poate exprima şi astfel:

o candelă radiază pe o suprafaţă de un metru pătrat situată la distanţă de un metru un flux luminos de un lumen. Intensitatea luminoasă se exprimă prin relaţia:

$$\boxed{I = \frac{\Phi}{\omega}} \quad [cd]. \quad (120)$$

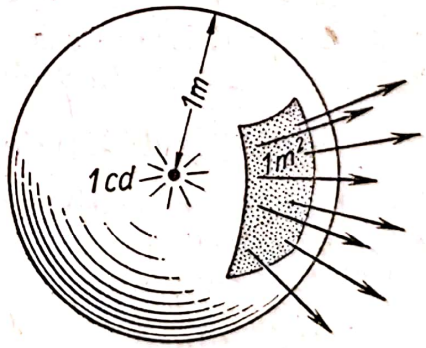


Fig. 300. Unitatea de flux luminos.

Întrucît intensitatea luminoasă a surselor artificiale de lumină depinde de direcţia din care sînt observate, indicaţia în „lumînări“ a ieşit din uz. În schimb, se indică fluxul luminos total al sursei în lumeni. Eficienţa economică rezultă atunci din fluxul luminos obţinut pentru fiecare watt consumat (factor de eficacitate luminoasă).

Scanned with OKEN Scanner

Fluxul luminos al cîtorva lămpi cu incandescență
(Lămpi obișnuite de 220 V, cu filament simplu, spiralat, de fabricație R.D.G.)

Puterea nominală [W]	Fluxul luminos [lm]	Factorul de eficacitate luminoasă [lm/W]
15 (lampă cu vid)	122	8,20
25 (lampă cu vid)	230	9,20
40 (filament simplu spiralat)	340	8,55
60 (filament simplu spiralat)	600	10,1
100 (filament simplu spiralat)	1 220	12,2
200 (filament simplu spiralat)	3 020	15,1
300 (filament simplu spiralat)	4 900	16,3
100 (lampă cu vapori de sodiu)	5 500	55,0
200 (lampă cu mercur la presiune supraînaltă)	8 500	42,5

Exemplu. O lampă cu lumină punctiformă produce un flux luminos de 80 lm. Care este intensitatea ei luminoasă, dacă se presupune că fluxul luminos se repartizează uniform în toate direcțiile?

Conform cu (120), se obține

$$I=\frac{\Phi}{4\pi}=\frac{80}{12{,}56}\,\text{cd}=6{,}4\ \text{cd}.$$

29.1.3. Iluminarea

Dacă lumina de o candelă cade de la distanță de un metru perpendicular pe o suprafață, această suprafață este supusă unității de *iluminare*.

Unitatea de iluminare este: | 1 lux [lx] | (121)

Înainte se folosea unitatea exprimată în lumînare-metru, care a ieșit din uz.

Cu alte cuvinte

fluxul luminos de un lumen produce pe o suprafață de un metru pătrat iluminarea de un lux.

Există și o unitate derivată:

$$10^4\ \text{lx}=1\ \text{phot} \qquad [\text{ph}].$$

Întrucît razele emise de o sursă luminoasă punctiformă se răspîndesc în toate direcțiile, cantitatea de lumină emisă se distribuie pe o suprafață tot mai mare în spațiu, pe măsură ce distanța de la sursă crește. La distanță dublă, același flux luminos

Scanned with OKEN Scanner

se distribuie pe o suprafaţă de patru ori mai mare, la distanţă triplă, pe o suprafaţă de nouă ori mai mare etc., din care cauză iluminarea devine din ce în ce mai slabă.

Iluminarea scade cu pătratul distanţei. Iluminarea în cazul incidenţei perpendiculare este:

$$\boxed{E=\frac{I}{r^2}}\ [\text{lx}] \qquad (122)$$

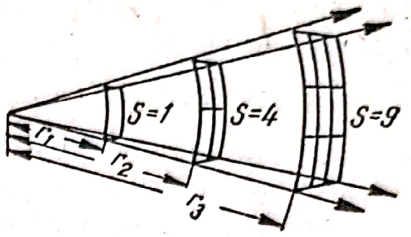


Fig. 301. Scăderea iluminării pe măsură ce depărtarea creşte.

r fiind exprimat în metri (m).

Aceasta rezultă clar şi direct din fig. 301.

Iluminările necesare [lx]

Străzi şi pieţe	2...10
Lucrări grosolane	60
Lucrări de fineţe mijlocie	120
Citit şi scris	250
Desen tehnic	250...600
Lumina Soarelui vara	circa 100 000
Noapte cu lună plină	circa 0,2
Noapte senină fără lună	circa 0,000 3

Cînd două suprafeţe care se găsesc la distanţe diferite sînt luminate de aceeaşi sursă, iluminările lor sînt

$$E_1=\frac{I}{r_1^2} \text{ şi } E_2=\frac{I}{r_2^2}, \text{ de unde } \frac{E_1}{E_2}=\frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Iluminările a două suprafeţe sînt invers proporţionale cu pătratul distanţelor de la sursa luminoasă. (123)

Figura 302 reprezintă o suprafaţă AB, care ar suferi o iluminare E, dacă lumina ar cădea perpendicular pe ea. Dacă lumina cade o b l i c sub unghiul α, suprafaţa nu mai primeşte decît o parte (AC) din cantitatea iniţială de lumină, iar iluminarea devine m a i s l a b ă [fig. 303].

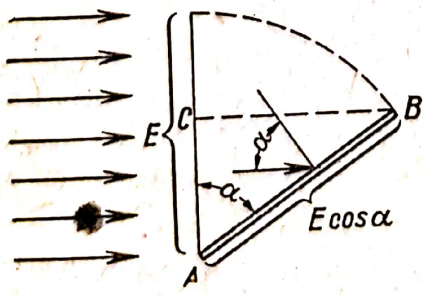


Fig. 302. Iluminarea unei suprafeţe înclinate.

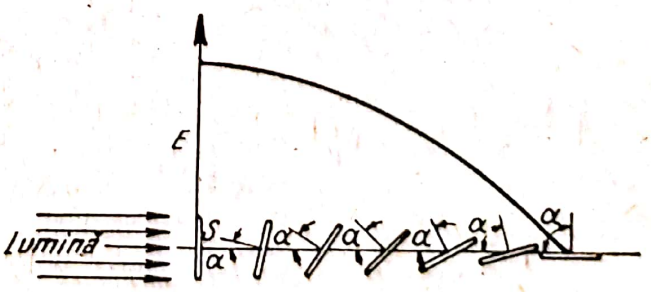


Fig. 303. Iluminarea unei suprafeţe S sub diferite unghiuri.

Iluminarea în cazul incidenței oblice este: $\boxed{E=\frac{I}{r^2}\cos\alpha}$ [lx].
(Prima lege a lui Lambert, 1760)

Exemple. 1. Un bec cu incandescență arzînd fără reflector are o intensitate luminoasă în direcție orizontală de 150 cd. Cît de mare este iluminarea la distanța de 50 m?

Conform cu (122), rezultă: $E=\frac{150}{52^2}\text{lx}=0{,}06\ \text{lx}$

2. Se cere să se tripleze iluminarea unei suprafețe, aflată la distanța de 2 m de sursa luminoasă. La ce distanță r_x trebuie să se afle lampa în acest caz?

Conform cu (123) rezultă:

$$\frac{E_1}{E_2}=\frac{1}{3}=\frac{r_x^2}{4m^2},\quad r_x=\frac{2}{3}\sqrt{3}m.$$

29.1.4. Strălucirea

Surse luminoase ideal punctiforme nu există. Totdeauna sursele reale sînt corpuri cu o suprafață radiantă. De exemplu filamentul de wolfram spiralat, incandescent, al unui bec reprezintă un cilindru lung și subțire; flacăra unei lumînări are conformația unui con.

Se numește

strălucire B a unui corp care emite radiații proprii: $\boxed{\frac{\text{intensitatea luminoasă } I}{\text{suprafața aparentă } S}}$ (124)

exprimată în (cd/cm²) sau [sb]-stilb.

Nu este vorba de suprafața reală, ci de *suprafața aparentă*, adică aceea care apare observatorului.

Strălucirile diferitelor surse luminoase [sb]

Cerul de noapte	10^{-7}	Craterul lămpii cu arc voltaic	18 000
Lampă cu neon	0,1	Soarele	100···150 000
Filamentul de wolfram al unui bec	500···3 500	Lampa cu mercur la presiune foarte înaltă (obișnuită în comerț)	pînă la 50 000

Dacă strălucirea este prea mare, sursa luminoasă obosește ochiul. Din această cauză, becurile cu incandescență se fac mate, astfel încît suprafața radiantă la aceeași intensitate luminoasă se mărește, iar strălucirea devine suportabilă.

A doua lege a lui Lambert: strălucirea unui corp care radiază uniform în toate direcțiile este constantă pe toată suprafața aparentă.

Scanned with OKEN Scanner

Demonstrație. O sferă care radiază uniform are în direcție normală pe suprafață intensitatea luminoasă I, iar într-o direcție înclinată cu unghiul α față de normală o intensitate luminoasă $I\cos\alpha$ (fig. 304). Un element de suprafață Δs, văzut sub același unghi α, apare egal cu $\Delta s\cos\alpha$. Deci strălucirea este

în primul caz: $$B_1=\frac{I}{\Delta s};$$

în al doilea caz: $$B_2=\frac{I\cos\alpha}{\Delta s\cos\alpha},$$

de unde $B_1=B_2$.

De aceea Soarele, Luna și becurile cu incandescență mate nu fac de loc impresia unor corpuri cu trei dimensiuni, ci apar ochiului ca niște discuri luminoase cu strălucire uniformă. Și flacăra unei lumînări pare că este absolut plană.

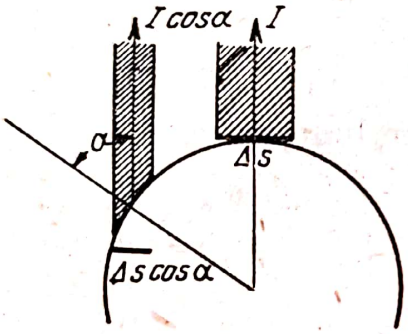


Fig. 304. Strălucirea unei sfere.

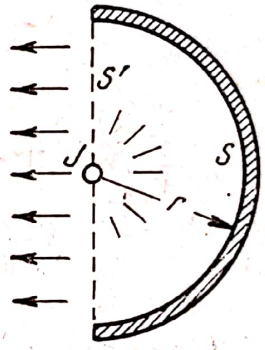


Fig. 305. Emisferă care reflectă difuz.

Adesea interesează și strălucirea suprafețelor care sînt luminate de altă sursă luminoasă. Dacă intensitatea sursei este I, sursa aflîndu-se la distanța r de suprafața luminată, și dacă aceasta reflectă lumina fără nici o pierdere și complet difuz, atunci

strălucirea unei suprafețe albe luminată de altă sursă este: $\boxed{B=\frac{I}{r^2\pi}}$ [cd/cm²] sau [sb]. (125)

Deducerea formulei. Fie o sursă punctiformă de lumină, cu intensitatea I, care se găsește (fig. 305) în centrul de curbură al unei emisfere de rază r, cu reflexie integrală și difuză. Pentru observator, deschiderea circulară a emisferei se prezintă ca o sursă luminoasă cu intensitatea I, repartizată omogen pe suprafața aparentă $S'=r^2\pi$, astfel că din (124) rezultă expresia (125).

În formula (125) se poate introduce distanța r de la sursa luminoasă, în metri în loc de centimetri, iar factorul π de la numitor se poate suprima. Atunci se obține ca rezultat strălucirea B în *apostilbi:*

$$\boxed{1\text{ apostilb (asb)}=\frac{1}{10^4\pi}\text{ stilbi (sb).}}$$

Exemplu. O suprafață perfect albă este iluminată de la distanța $r=2$ m de o sursă cu intensitate luminoasă de 60 cd. Conform cu (125), strălucirea ei este $B=\frac{60\ \text{cd}}{200^2\ \text{cm}^2\,\pi}=0{,}000\ 48$ sb sau $B=\frac{60\ \text{cd}}{2^2\ \text{m}^2}=15$ asb.

Dacă, dimpotrivă, se ia ca punct de plecare fluxul luminos Φ care cade pe o suprafață S ce nu luminează singură, rezultă

strălucirea unei suprafețe pe care cade fluxul luminos Φ: $\boxed{B=\frac{\Phi}{\pi S}}$ [cd/cm^2] sau [sb]. (126)

Deducerea formulei. Pe suprafața interioară $S=2\pi r^2$ a sferei (fig. 305) cade, conform cu (119), fluxul luminos $\Phi=I2\pi$. Suprafața aparentă este $S'=r^2\pi=\frac{S}{2}$. Dacă se substituie aceste valori în (124), avem $B=\frac{2\,\Phi}{2\pi S}=\frac{\Phi}{\pi S}$, în care S este suprafața reală.

29.2. Măsurarea intensităților luminoase

O pată de stearină topită *(pată de grăsime)* de pe o foaie de hîrtie albă ținută în fața unui perete de culoare închisă apare întunecată pe fondul deschis al hîrtiei (fig. 306). Hîrtia este luminată mai intens pe fața dinspre fereastră decît pe fața întoarsă spre camera întunecată. Dacă hîrtia se așază între fereastră și observator, pata de grăsime apare deschisă pe fond închis. Pata devine invizibilă dacă hîrtia este luminată la fel de intens pe ambele fețe. Iluminările produse de cele două surse de lumină sînt, conform cu (122),

Fig. 306. Pată de grăsime la diferite iluminări ale feței anterioare și celei posterioare.

$$E_1=\frac{I_1}{r_1^2}\ \text{și}\ E_2=\frac{I_2}{r_2^2}.$$

Din cauza condiției $E_1=E_2$, rezultă:

$$I_1:I_2=r_1^2:r_2^2.$$

Intensitățile luminoase, la iluminări egale, sînt în același raport ca pătratele distanțelor de la suprafața iluminată. (127)

Pentru a măsura intensitatea unei surse oarecare de lumină se face următoarea experiență: sursa, împreună cu o

Scanned with OKEN Scanner

lampă Hefner sau un bec cu incandescenţă etalonat, se pun pe *un banc optic*, iar între ele se aşază un *fotometru cu pată de grăsime (Bunsen)*. Pata de grăsime se poate observa din ambele părţi în acelaşi timp cu ajutorul a două oglinzi. Dacă pata dispare după ce se deplasează fotometrul cu o distanţă corespunzătoare, ecuaţia (127) este satisfăcută. I_2 poate fi calculat pe baza intensităţii luminoase cunoscute I_1:

$$I_2 = I_1 \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Există o anumită dificultate în reglarea poziţiei exacte a fotometrului atunci cînd sursele luminoase sînt de culori diferite. În loc de a dispare, pata prezintă pe cele două feţe un colorit diferit. Un alt dezavantaj al acestui fotometru constă în absorbţia inegală a hîrtiei şi a petei de grăsime.

Acest din urmă dezavantaj nu mai apare la *cubul fotometric* Lummer şi Brodhun. Două prisme de sticlă, şlefuite perfect plan, sînt presate una peste alta, muchiile uneia din ele fiind însă rotunjite după un arc de cerc (fig. 307). Lumina care vine de la sursa L_1 suferă o reflexie totală la partea liberă a suprafeţei de contact a celor două prisme, pe cînd lumina care vine de la sursa L_2 străbate nestingherită această suprafaţă de contact şi găseşte aici o „pată ideală de grăsime". De obicei lumina nu trece direct prin cub, ci vine prin intermediul a două oglinzi de la un ecran de gips luminat pe ambele feţe. Se folosesc şi alte construcţii similare (fig. 308).

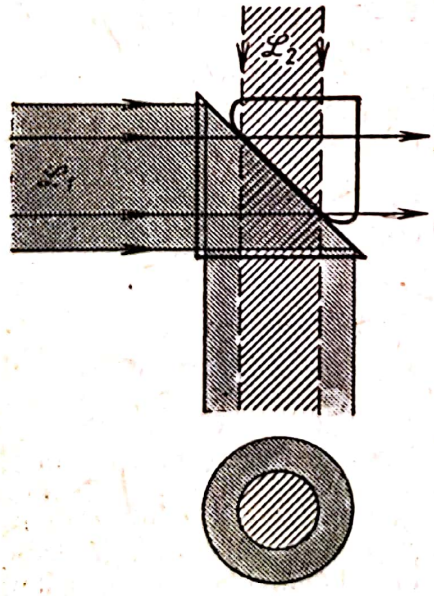


Fig. 307. Cubul fotometric Lummer-Brodhun.

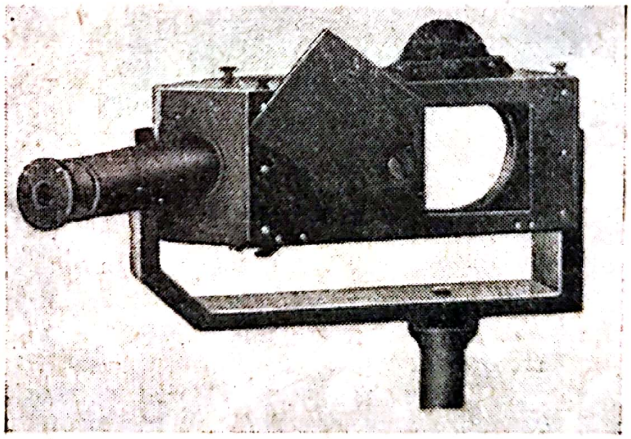


Fig. 308. Fotometru.

Deosebirea de culoare a două surse poate fi compensată prin filtre montate în faţa surselor.

O construcţie mai complicată se întîlneşte la *fotometrul cu fluturare*, care este prevăzut cu prisme rotative şi proiectează în cîmpul vizual, succedîndu-se alternativ în ritm rapid, lumina celor două surse. La o anumită frecvenţă, fluturarea culorilor dispare şi ia naştere o culoare mixtă uniformă. Aceasta se întîmplă numai atunci cînd strălucirile celor două surse sînt egale. În caz contrar, rămîne o fluturare a iluminării, care dispare dacă este îndeplinită condiţia $E_1 = E_2$.

29.3. Măsurarea fluxului luminos şi a iluminării

Fluxul luminos total al unei lămpi se poate capta cu ajutorul *sferei Ulbricht* (fig. 309). Lumina cade pe suprafaţa interioară, vopsită în alb mat, a sferei cu diametrul pînă la 3 m şi o luminează uniform din cauza reflexiei multiple. În orificiul *O* se găseşte un geam mat, a cărui strălucire se măsoară cu un fotometru. Sfera se etalonează cu ajutorul unei lămpi etalon.

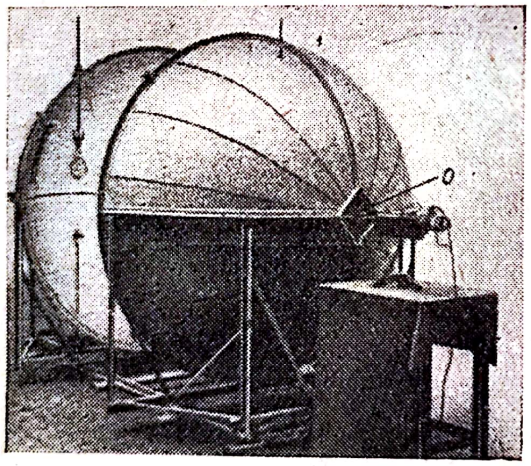


Fig. 309. Sfera Ulbricht.

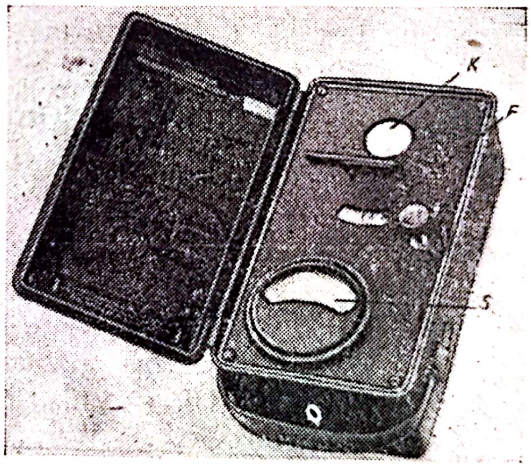


Fig. 310. Exponometru portabil (luxmetru).

Pentru măsurarea iluminărilor s-au adoptat aparate mici transportabile, aşa-numitele *luxmetre* (exponometre). Unul dintre aceste modele conţine două mici sfere Ulbricht de sticlă opalescentă. Una din ele *K* iese puţin în afară din instrument (fig. 310), iar cealaltă se găseşte în interior şi este luminată de un mic bec montat în aparat. Prin ferăstruica *F* se văd strălucirile celor două sfere una lîngă alta şi se reglează curentul de alimentare a becului pînă cînd cele două străluciri devin egale. Citirea se face la un ampermetru etalonat în mod corespunzător *S*.

Scanned with OKEN Scanner

30. Lumină şi substanţă

30.1. Date istorice cu privire la teoria luminii

Imediat după ce Olaf Römer a făcut prima măsurătoare a vitezei de propagare, au apărut două teorii asupra naturii luminii:

1. *Teoria ondulatorie a lui Huygens* (1690): *lumina este* (ca şi undele sonore în aer) *o mişcare ondulatorie a eterului*, eterul fiind conceput ca o substanţă extrem de fin divizată.
2. *Teoria corpusculară a lui Newton* (1704): *lumina constă din particule extrem de mici* (corpuscule), care sînt emise de sursa luminoasă şi străbat spaţiul în linie dreaptă.

Teoria ondulatorie a lui Huygens a fost consolidată din ce în ce mai mult prin numeroase studii teoretice şi experimentale, ca:

1760 — E u l e r dă interpretarea culorilor spectrului ca oscilaţii cu diferite frecvenţe;

1802 — T h o m a s Y o u n g interpretează inelele lui Newton ca interferenţa unor unde;

1808 — M a l u s descoperă şi interpretează polarizarea luminii;

1816 — F r e s n e l combină concepţia lui Huygens despre undele elementare cu principiul interferenţei al lui Young; face calculul fenomenelor de difracţie (teoria corpusculară a lui Newton n u putea explica aceste fenomene şi de aceea părea p ă r ă s i t ă);

1862 — M a x w e l l enunţă teoria electromagnetică a luminii;

1888 — H e i n r i c h H e r t z dovedeşte experimental că reflexia, refracţia, difracţia, interferenţa şi polarizarea sînt proprietăţi fundamentale ale tuturor undelor electromagnetice.

În modul acesta s-a d e m o n s t r a t d e f i n i t i v natura ondulatorie a luminii.

Descoperiri mai noi au impus însă în mod stringent adoptarea:

3. *Teoriei cuantelor a lui Max Planck* (1900) *după care energia oricărei radiaţii se compune din cantităţi extrem de mici, indivizibile, numite cuante elementare.*

Energia unei cuante de lumină este: $\boxed{E=h\nu}$ [erg] (128)

în care h este *cuanta de acţiune a lui Planck* ($h=6{,}62\cdot10^{-27}$ erg.s), iar ν — frecvenţa luminii.

Scanned with OKEN Scanner

După această teorie, orice radiație reprezintă un flux de porții de energie separate una de alta. Energia unei astfel de cuante este extrem de mică; ea se poate calcula aflînd întîi frecvența ν din lungimea de undă λ respectivă și formînd apoi produsul $h\nu$.

Fig. 311. Max Planck (1858—9417).

După Albert Einstein cuantele de lumină au un impuls mv și se comportă ca niște părticele de masă în mișcare. În ce măsură teoria cuantelor este compatibilă cu teoria ondulatorie vom discuta în continuare.

Deocamdată reținem că:

în interacțiunea sa cu atomii și moleculele, lumina acționează sub formă de cuante elementare indivizibile.

30.2. Efectul calorie al luminii

Dacă lumina cade pe un corp întunecos și opac, acesta se încălzește. Cuantele de lumină se ciocnesc cu diferitele molecule din substanță, a căror viteză se mărește din această cauză (așa-numita *ciocnire neradiativă*). Prin ciocnirile ulterioare ale moleculelor între ele, se mărește viteza medie a tuturor particulelor, din care cauză temperatura crește.

În modul acesta se distribuie pe suprafața Pămîntului cea mai mare parte din energia radiată de Soare.

Exemple. 1. La ce „temperatură" corespunde energia absorbită de un atom al unui gaz monoatomic cînd este lovit de o cuantă de radiație cu lungimea de undă de 589 mμ?

Frecvența este

$$\nu=\frac{c}{\lambda}=\frac{3\cdot10^{10}\text{ cm}}{\text{s}\cdot589\cdot10^{-7}\text{ cm}}$$

de unde

$$E=h\nu=\frac{6{,}62\cdot10^{-27}\text{ erg}\cdot\text{s}\cdot3\cdot10^{10}\text{ cm}}{s\cdot589\cdot10^{-7}\text{ cm}}=3{,}37\cdot10^{-12}\text{ erg}.$$

Conform explicațiilor anterioare, energia calorică a unui singur atom este:

$$E=\frac{3}{2}kT,$$

de unde

$$T=\frac{2E}{3k}=\frac{2\cdot2{,}37\cdot10^{-12}\text{ erg}}{3\cdot1{,}38\cdot10^{-16}\text{ erg/grd}}=1{,}63\cdot10^{4}\,^{\circ}\text{K}=16\,300\,^{\circ}K.$$

Scanned with OKEN Scanner

După această teorie, orice radiație reprezintă un flux de porții de energie separate una de alta. Energia unei astfel de cuante este extrem de mică; ea se poate calcula aflînd întîi frecvența ν din lungimea de undă λ respectivă și formînd apoi produsul $h\nu$.

Fig. 311. Max Planck (1858—9417).

După Albert Einstein cuantele de lumină au un impuls mv și se comportă ca niște părticele de masă în mișcare. În ce măsură teoria cuantelor este compatibilă cu teoria ondulatorie vom discuta în continuare.

Deocamdată reținem că:

în interacțiunea sa cu atomii și moleculele, lumina acționează sub formă de cuante elementare indivizibile.

30.2. Efectul caloric al luminii

Dacă lumina cade pe un corp întunecos și opac, acesta se încălzește. Cuantele de lumină se ciocnesc cu diferitele molecule din substanță, a căror viteză se mărește din această cauză (așa-numita *ciocnire neradiativă*). Prin ciocnirile ulterioare ale moleculelor între ele, se mărește viteza medie a tuturor particulelor, din care cauză temperatura crește.

În modul acesta se distribuie pe suprafața Pămîntului cea mai mare parte din energia radiată de Soare.

Exemple. 1. La ce „temperatură" corespunde energia absorbită de un atom al unui gaz monoatomic cînd este lovit de o cuantă de radiație cu lungimea de undă de 589 mμ?

Frecvența este

$$\nu=\frac{c}{\lambda}=\frac{3\cdot10^{10}\text{ cm}}{\text{s}\cdot589\cdot10^{-7}\text{ cm}}$$

de unde

$$E=h\nu=\frac{6{,}62\cdot10^{-27}\text{ erg}\cdot\text{s}\cdot3\cdot10^{10}\text{ cm}}{s\cdot589\cdot10^{-7}\text{ cm}}=3{,}37\cdot10^{-12}\text{ erg}.$$

Conform explicațiilor anterioare, energia calorică a unui singur atom este:

$$E=\frac{3}{2}kT,$$

de unde

$$T=\frac{2E}{3k}=\frac{2\cdot2{,}37\cdot10^{-12}\text{ erg}}{3\cdot1{,}38\cdot10^{-18}\text{ erg/grd}}=1{,}63\cdot10^{4}\,^{\circ}\text{K}=16\,300\,^{\circ}K.$$

Scanned with OKEN Scanner

Însă atomul nu-şi menţine această „temperatură", ci comunică imediat altor atomi energia sa.

2. Cu ajutorul luminii solare, s-au realizat în focarele marilor oglinzi concave şi lentile, temperaturi pînă la 6 000°C.

30.3. Fluorescenţa şi fosforescenţa

Multe substanţe, cînd sînt iradiate cu lumină cu lungime mică de undă, luminează în culori caracteristice, care altminteri nu se observă la ele: acest fenomen se numeşte *fluorescenţă*.

Experienţă. Într-o cutie închisă arde o lampă cu arc voltaic. Un filtru Schott de raze ultraviolete nu lasă să scape în exterior lumină vizibilă, ci numai radiaţii ultraviolete. În camera întunecoasă nu se poate vedea deci nimic, cîtă vreme nu pătrunde lumină din afară. Dacă se pun succesiv în calea razelor ultraviolete diferite substanţe, se produc nişte fenomene luminoase splendide. De exemplu substanţele de mai jos se luminează în culorile indicate în dreptul fiecăreia:

Ulei mineral . . .	albastru deschis intens	Dinţi	alb-albăstrui
Soluţie de eozină	verde	Dinţi artificiali .	rămîn închişi
Fluoresceină	verde	Coji de ou . . .	roşu deschis

Acest fenomen este baza *analizei prin fluorescenţă*, care permite de multe ori să se distingă imediat substanţele cu înfăţişare foarte asemănătoare şi să se descopere falsificările.

Pentru majoritatea covîrşitoare a fenomenelor de fluorescenţă este valabilă

regula lui Stokes: lumina emisă prin fluorescenţă are o lungime de undă mai mare decît lumina excitatoare.

Dacă privim de exemplu fluoresceina, folosită adesea pentru colorarea lichiorului, vedem că are în transparenţă culoarea galben deschis. Aşadar, radiaţia complementară (violet) este absorbită. Dar văzut dintr-o parte colorantul apare verde intens, adică cu lungime de undă mai mare.

Explicaţie. Conform cu modelul de atom simplificat (fig. 312), o cuantă de lumină care cade pe moleculă ridică pe o orbită mai depărtată de nucleu electronul optic care se roteşte în jurul nucleului atomic. După aceasta electronul nu cade imediat înapoi pe vechea orbită, ci face un ocol pe orbite intermediare, cărora le corespund diferenţe mai mici de energie şi lungimi mai mari de unde, deoarece

$$E=\frac{hc}{\lambda}, \text{ de unde } \lambda=\frac{hc}{E}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Dacă emisia radiantă continuă mai mult timp după încetarea iradierii, fenomenul se numeşte *fosforescenţă*. Prezintă fosforescenţă:

a) substanţele fluorescente în soluţie solidă cu acid boric topit şi apoi solidificat, după iradiere cu ultraviolet; durata fosforescenţei circa 1 s (de exemplu fluoresceina, fenolul);

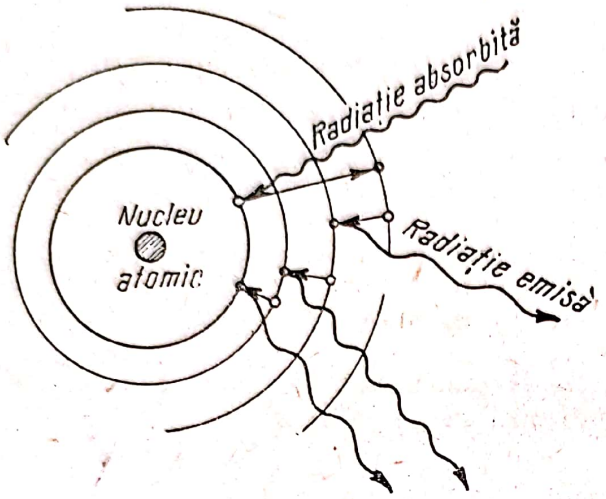


Fig. 312. Reprezentarea schematică a fluorescenţei.

b) sulfurile metalelor alcalino-pămîntoase (magneziul, calciul, bariul, stronţiul), amestecate cu urme de alte sulfuri de metale (de exemplu sulfură de cupru).

Aceste substanţe sînt cunoscute sub numele de *vopsele* şi *pietre luminescente*, care după ce au fost iradiate la lumina zilei continuă să lumineze ore şi zile întregi (de exemplu vopseaua luminescentă a lui Balmain). Absorbţia luminii are loc în liant. Energia de excitaţie care se eliberează iarăşi se transmite apoi *moleculelor luminescente* înglobate în liant. Dimpotrivă, platinocianura de bariu, care se fabrica înainte pentru ecranele Röntgen, are o compoziţie chimică omogenă.

Aceşti fosfori solizi sînt utilizaţi în *tuburile luminescente*. Lămpile cu vapori de mercur pot transforma în ultraviolet 80 % din puterea electrică absorbită. Substanţa fosforescentă transformă această radiaţie ultravioletă în lumină vizibilă.

Fosforescenţa poate fi stinsă prin iradiere cu radiaţii de anumite lungimi de undă ale luminii roşii. Prin încălzire se poate accelera cedarea de energie, suma totală a luminii cedate rămînînd neschimbată.

30.4. Efectele chimice ale luminii

Lumina poate declanşa cele mai diferite *reacţii chimice*. Vom aminti aici numai sinteza amidonului din bioxid de carbon (CO_2) şi apă (H_2O) în organismul plantei. Substanţa care absoarbe lumină este *clorofila*; ea valorifică din lumina solară radiaţiile din domeniul de lungimi de undă 570...640 mμ (roşu-portocaliu).

Scanned with OKEN Scanner

Fotografia se bazează pe sensibilitatea la lumină a *bromurii* și *clorurii de argint.*

Filmele și plăcile fotografice conțin, înglobate într-un strat subțire de gelatină, cristale foarte mici de AgBr. Cuantele de lumină care cad pe această emulsie produc o i m a g i n e „l a t e n t ă" (adică deocamdată i n v i z i b i l ă), care constă din numeroși „germeni" (argint devenit liber în cantități extrem de mici). Cînd se face *developarea* se cufundă filmul într-o soluție de substanță reductoare (de exemplu metol cu sulfit de sodiu), din care cauză granulele atinse de lumină sînt r e d u s e complet în argint negru. Bromura de argint neexpusă la lumină este apoi e x t r a s ă p r i n d i z o l v a r e în *baia de fixare* (de exemplu soluție de tiosulfat de sodiu).

În modul acesta ia naștere pe filmul, care acum n u m a i e s t e s e n s i b i l l a l u m i n ă, o *imagine negativă*. După acest negativ se execută o copie *pozitivă* pe hîrtie, după un procedeu în principiu identic. Se pune negativul direct peste hîrtia sensibilă la lumină (în majoritatea cazurilor pe bază de clorură de argint) și se e x p u n e scurt la lumina unui bec, după care se d e v e l o p e a z ă și se f i x e a z ă.

Prin developare se formează un număr de atomi de argint de 10^8 ori mai mare decît cei puși direct în libertate de cuantele de lumină.

Numărul de atomi de argint care devin liberi în timpul expunerii este proporțional cu numărul de cuante de lumină absorbite.

30.5. Efectele electrice ale luminii

Cînd lumina cade pe s u p r a f e ț e m e t a l i c e se pun în libertate electroni. Fig. 313 reprezintă o placă de zinc amalgamată, încărcată cu electricitate negativă și cu un electrometru. Cînd este iradiată cu lumina unei lămpi cu arc voltaic (care conține

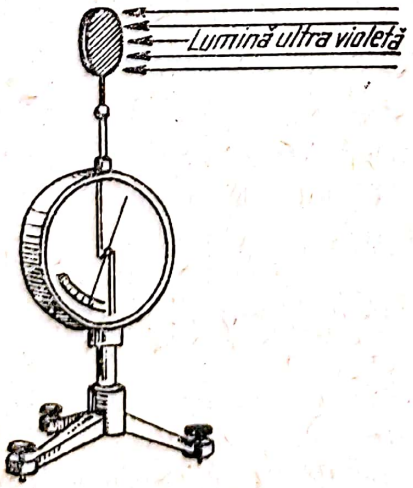


Fig. 313. Efectul fotoelectric.

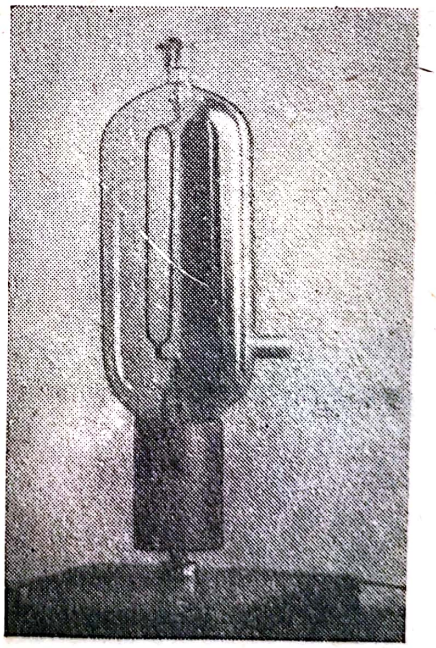


Fig. 314. Celulă fotoelectrică mare.

radiației ultraviolete) placa își pierde sarcina electrică în cîteva clipe. Prin urmare, lumina pe care o primește placa liberează electroni (negativi) din atomi *(efectul fotoelectric)*. Și mai puternic este acest efect dacă se aplică pe fața interioară a vaselor din care s-a scos aerul un strat subțire de potasiu, cesiu sau cadmiu. Acest strat se conectează la polul negativ al unei baterii, iar un inel de sîrmă, care se găsește în fața lui, se conectează la polul pozitiv (fig. 314). Dacă se expune la lumină o astfel de *celulă fotoelectrică*, se scurge un flux de electroni de la stratul sensibil la anod *(efect fotoelectric extern)*.

În tot acest timp avem următorul bilanț al energiei:

$$\left.\begin{array}{l}\text{energia cinetică}\\ \text{a electronului}\\ \text{care se duce la}\\ \text{anod}\end{array}\right\} + \text{lucrul mecanic de extracție} = \left\{\begin{array}{l}\text{energia cuantei de}\\ \text{lumină incidentă}\end{array}\right.$$

Ecuația lui Einstein pentru efectul fotoelectric este:

$$\boxed{\frac{m}{2}v^2 + A = h\nu}$$

în care $m = 9 \cdot 10^{-28}$ g (masa electronului), iar ν este frecvența radiației luminoase primite.

Celulele fotoelectrice umplute cu gaze au un randament mult mai ridicat în ceea ce privește curentul produs, deoarece electronii primari formează numeroși noi purtători de sarcini (ioni) prin ciocnirea lor cu moleculele întîlnite în drum prin spațiul umplut cu gaz.

Cînd electronii puși în libertate de către lumină rămîn în interiorul corpului, se zice că avem de-a face cu *efectul fotoelectric intern*. În modul acesta se mărește considerabil, de exemplu conductivitatea — altfel redusă — a seleniului sau a cuproxidului (Cu_2O).

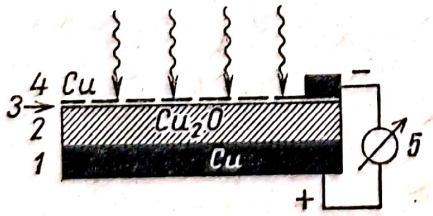


Fig. 315. Celulă fotoelectrică cu strat de oprire (celulă cu perete anterior).

Și în acest caz s-a putut dovedi că fiecărei cuante de lumină absorbită îi corespunde exact cîte un electron detașat din atom.

În sfîrșit, energia electronilor puși în libertate poate fi atît de mare încît ei dau naștere singuri unui curent electric (adică fără o tensiune auxiliară, ca la celula fotoelectrică). Un astfel de *fotoelement* (numit și *celulă fotoelectrică cu strat de oprire*) (fig. 315) constă dintr-o placă de metal *1*, pe care este aplicat un strat semiconductor (Cu_2O sau

Scanned with OKEN Scanner

Se) *2* și apoi un strat metalic transpaparent *4*. Electronii puși în libertate în interiorul stratului *2* pătrund prin „stratul de oprire“ care se găsește între *2* și *4* în stratul de metal *4* și trec prin galvanometrul *5* înapoi în stratul *1*.

Celula fotoelectrică descrisă aici se întrebuințează în prezent pe scară largă ca *exponometru fotoelectric* (fig. 316).

La toate efectele fotoelectrice se aplică următoarele principii:

Energia electronilor puși în libertate depinde numai de lungimea de undă (respectiv frecvența) luminii. Intensitatea radiației (adică numărul de cuante de lumină primite în fiecare secundă) determină numărul de electroni puși în libertate.

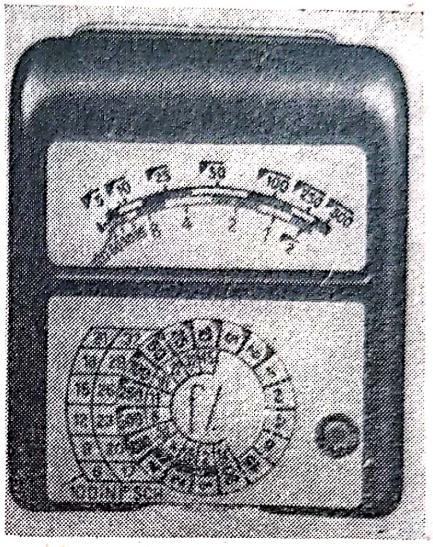


Fig. 316. Exponometru fotoelectric

30.6. **Particule și unde**

Teoria cuantelor a căpătat astfel o bază experimentală sigură (pe lîngă alte dovezi experimentale nemenționate aici). Dar tot așa de solid este fundamentată și teoria ondulatorie a luminii. Încercarea de a sintetiza ambele teorii într-un singur model intuitiv întîmpină, între altele, următoarele dificultăți.

O suprafață întîlnită de o undă sferică care se propagă în spațiu în toate direcțiile primește în fiecare secundă o cantitate de energie din ce în ce mai mică, pe măsură ce se depărtează de sursa de radiații. Pentru a provoca însă efectul fotoelectric despre care s-a vorbit, trebuie să cadă pe atomul respectiv o anumită cantitate de energie. Un singur atom va fi lovit numai de o porțiune extrem de mică din undă și va primi în fiecare secundă o energie extrem de slabă, dacă se găsește la distanță foarte mare. Această energie ar deveni suficientă pentru punerea în libertate a unui electron numai după un timp îndelungat (presupunînd că s-ar putea acumula în atom). Cu toate acestea, emisia de electroni începe să se producă și la intensități mici ale luminii, imediat după începutul iradierii (natural, nu la toți atomii în același timp, ci numai

la cîţiva în număr redus, care se distribuie pe toată suprafaţa iradiată).

Dincolo de o anumită distanţă, o sursă de lumină, conform teoriei ondulatorii, nici n-ar mai fi perceptibilă cu ochiul, deoarece şi excitaţia retinei se bazează tot pe schimbul cuantic de energie. Pe scurt, teoria ondulatorie duce la următorul rezultat: pe măsură ce distanţa creşte, intensitatea radiaţiei scade nelimitat. Teoria cuantică, dimpotrivă, susţine că totdeauna există o acumulare locală de energie în cantităţi care rămîn constante chiar la cea mai mare depărtare de sursa de radiaţii.

Teoria ondulatorie nu este în măsură să explice efectele cuantice ale luminii. Pe de altă parte, teoria cuantică nu poate explica fenomenele de interferenţă şi polarizare căci o particulă cu masă (aşa cum pot fi concepuţi fotonii luminii) nu se poate „anihila" (suferi extincţie) întîlnindu-se cu altele în drumul său prin spaţiu.

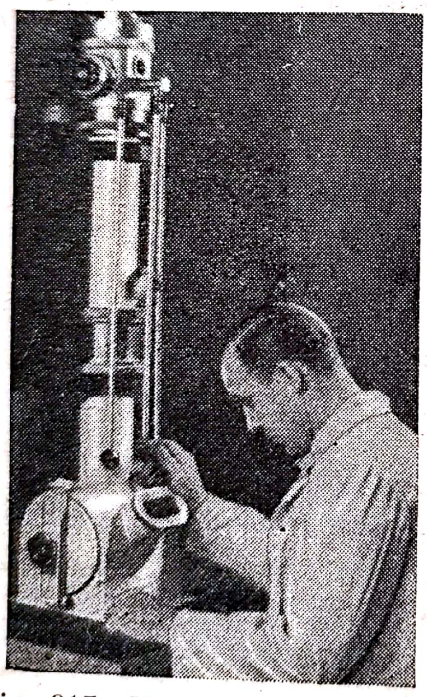


Fig. 317. Microscop electronic electrostatic.

Din cauza acestei *dualităţi a luminii*, fizica modernă ajunge la următoarele concluzii:

> *Lumina este atît radiaţie ondulatorie cît şi corpusculară. În raport cu diferitele experienţe care se fac, ea se prezintă sub unul sau sub celălalt aspect.*

Contradicţia dispare în tratarea matematică (nu intuitivă) a problemei din Mecanica ondulatorie a lui Schrödinger (1927) şi din Mecanica matricială a lui Heisenberg (1926), înrudită cu ea.

Această stare de lucruri exprimă numai un aspect al situaţiei generale, enunţată de Louis de Broglie (1924) precum urmează:

toate particulele în mişcare au atît caracter corpuscular, cît şi ondulatoriu.

Fiecărei particule aflată în mişcare cu viteza v i se poate asocia o anumită lungime de undă.

Lungimea undelor asociate este: $\boxed{\lambda = \frac{h}{mv}}$.

Scanned with OKEN Scanner

O aplicație importantă a acestei teorii este *microscopul electronic* (fig. 317). Electronii mișcîndu-se cu viteză mare sînt dirijați în c î m p u r i e l e c t r i c e sau m a g n e t i c e (lentile electronice), tot așa cum razele de lumină sînt dirijate în microscopul obișnuit (fig. 318).

Conform cu ultima formulă, rezultă pentru electronii lenți o lungime de undă de circa 1 mμ, din care cauză puterea separatoare

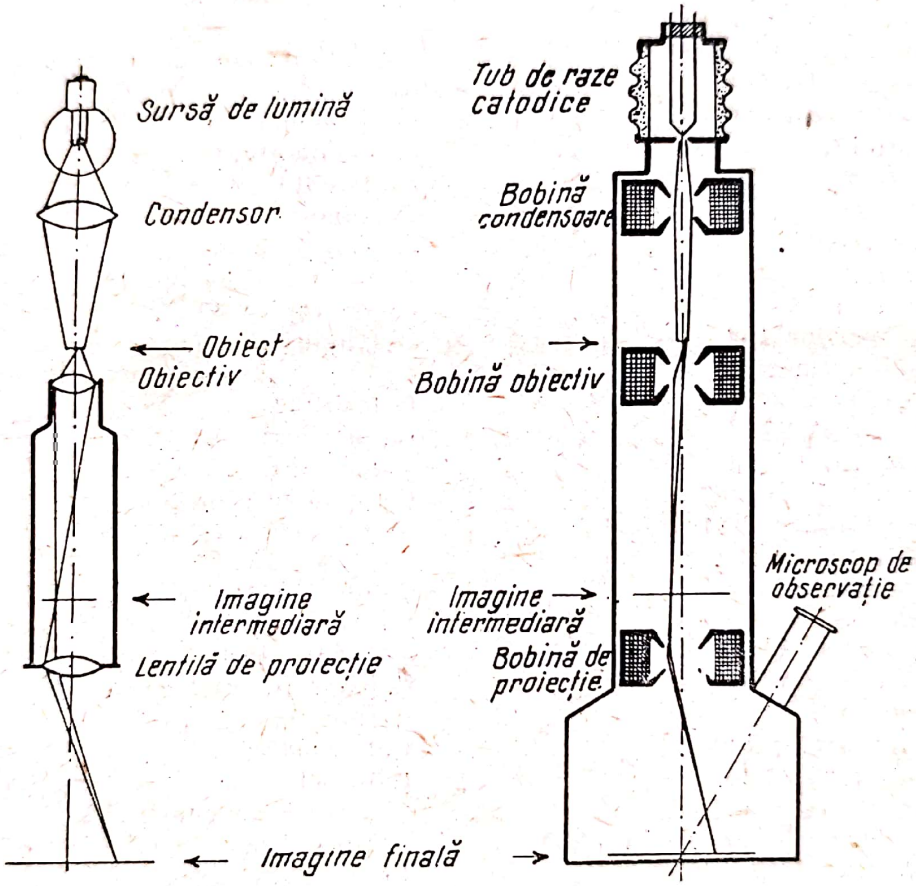


Fig. 318. Mersul razelor: *a*) în microscopul optic; *b*) în microscopul electronic.

a microscopului electronic este corespunzător mai bună decît aceea a microscopului obișnuit.

Particulele în mișcare rapidă se comportă, prin urmare, ca niște raze de lumină și prezintă toate fenomenele cunoscute din optică.

Lumina și substanța nu reprezintă altceva decît forme diferite sub care apare lumea materială.

Scanned with OKEN Scanner

INDEX ALFABETIC

Abbé 230
Aberaţie 198
— cromatică 198
— de sfericitate 199
Aberaţiile lentilelor 198
Absorbţia culorilor 241
— radiaţiilor termice 72
— sunetului 152
Acomodare 203
Acordare 138
Acuitate vizuală 204
Acustică 123
— fiziologică 148
—, a încăperilor 152
—, — sălilor mari 152
Adaptare 203
Aer comprimat 85
— lichid 110
Aliaje, solidificare 48
Amestec de culori 241
— — — aditiv 241
— — — substractiv 241
— refrigerent 40
Analiză spectrală 188
—, a sunetelor 143
Apă, densitate 7
Aparat fotografic 206
— — polarizare 234
— — proiecţii 209
— optic de verificat tensiuni 235
Apostilb 249
Aprindere 247
Armonică 139
— superioară 139
Astigmatism 200
Atenuarea sunetelor 155
Autoclavă 60
Autocolimaţie 213
Avogadro, legea lui ~ 30
Axă optică 171

Baie de fixare 257
Banc optic 251
Bandă de magnetofon 136
Bel 147
Binoclu cu prisme 215
Boyle-Mariotte, legea ~ 22
Brichetă pneumatică 89

Căldură de combustie 43
— — compresiune 85
— — condensare 52
— — dizolvare 50
— latentă 49
— solară 42
— specifică 33
— — a gazelor 39, 117
— de topire 49
— vaporizare 52
— — — internă şi externă 61
Calorie 32
Calorimetru 36
Calorimetru cu frînă 37
Cameră de ecou 154
— obscură 165
— surdă 154
Candelă 244
Cantitate de căldură 32
— — —, redusă 103
Capacitate calorică 35
Carnot 98
Catacaustică 172
Cataractă 203
Ceasornic cu cuarţ 132
Celsius, grad ~ 17
Celulă fotoelectrică 257
— — cu seleniu 258
— — — strat de oprire 258
Celule retinei, cilindrice 202
— —, conice 202
Cercul culorilor 239
Chemiluminescenţă 164
Chladni, figurile lui ~ 133
Cilindrul motorului 95
Cîmp sonor 143 u.
— vizual 208
Cinematograf 243
Ciocnire oblică 114
Ciocniri, numărul de ~ 114
Clausius 103

Scanned with OKEN Scanner

Clément şi Désormes, experienţa ~ 90
Coarde vibratoare 130
Coborîrea temperaturii de congelare 47
Coeficient de absorbţie a sunetelor 154
— — conductivitate termică 67
— — dilataţie 12
— — — a aerului 24
— — — aparent 16
— — — cubică 15
— — — a gazelor 22
Coeziune 107
Colimator 187
Coloane de aer vibratoare 133
Coma 201
Con Seger 46
— de umbră 157
Condensare 50
Condensor 209
Conducţie termică 67
— — staţionară şi nestaţionară 67, 68
Consonanţă 137
Constanta lui Boltzmann 118
— gazelor perfecte 27, 29,
— lui Planck 253
— solară 42
Convecţie 66
Corecţia coloanei 19
Cornee 202
Corp cenuşiu 74
— negru 74
Cuantă 253
Cub fotometric 251
Culori 236
— cenuşii 237
— complementare 238
— ale curcubeului 185
— de incandescenţă 79
— ale peliculelor subţiri 219
— spectrale 185
— voalate 240
Cuplu termoelectric 21
Curbă a presiunii vaporilor 59
Curbura cîmpului imaginii 201
Curcubeu 158
Cvintă 137

Decibel 147
Densitatea apei 15
Deschidere numerică a obiectivului 230
— relativă a obiectivului 207
Descompunerea luminii 185
Developare 257
Deviaţie minimă 181
Diafragmare 199
Diafragme 199
— de apertură (deschidere) 217
Diapazon 132
Diferenţă de drum optic 219
Difracţie 224
— Fraunhofer 226
Dilataţie liniară 12
— termică 12
— — a gazelor 22
Dioptrie 191
— de gramofon 136
Disc al lui Rayleigh 144
Disonanţă 137
Dispersie 185
Distanţă focală 172
Distanţa minimă de vedere distinctă 203
Distilare 51
Distorsiune 201
Distribuţia spectrală a radiaţiei termice 78
Drum liber mijlociu 120
Dualitatea luminii 254

Echilibru de radiaţie 71
Echipartiţia energiei 118
Echivalent în apă 36
— electric al căldurii 39
— mecanic al căldurii 37
Ecuaţia imaginii 193
— de stare, generală 28
— — — a gazelor 26
— lui Van der Waals 108
Efectul Doppler 129
— Joule-Thompson 109
Electroni 261
Energie calorică 11
— internă 85
—, legea conservării 38
— moleculară 117
Entalpie 35
— a apei 61
Entalpie a vaporilor 61
Entropie 102
Epidiascop 209
Episcop 209
Eutetic, punct ~ 38
Evaporare 53
Exponometru 252

Scanned with OKEN Scanner

Fahrenheit 18
Fata morgana 184
Figurile lui Chladny 133
Fizeau, metoda lui ~ 166
Fluorescență 164
Flux luminos 244
Focar 172
— virtual 195
Fon 151
Fonmetru 151
Formanți 140
Fosforescență 164
Fotometru cu fluturare 252
— — pată de grăsime 251
Frecvența sunetului 123

Gamă armonică 137
— cromatică 138
— diatonică 137
— muzicală 137
Gay-Lussac, experiența ~ 85
— —, legea ~ 22, 23,
Gaze, ecuația de stare 17
Gaze perfecte 22
—, presiune 101
—, reale 107
—, transformări de stare 80
Generatoare de sunete 130
Gheață 48
— uscată 54
Grad de libetate 118
Grosime aparentă 179

Helmholtz 143
Higrometru cu fir de păr 64
Higroscopic 63
Hiperbolă 81
Hipermetropie 203

Iluminare 246
Imagine aparentă 168
— în oglindă concavă 173
— reală 168
Imersie 215
Impresii luminoase 242
Înălțimea sunetului 123
Indicator luminos 169
Indicatoare de emisie 244
Indice de refracție 177
Inelele lui Newton 222
Infraroșu 162
Infrasunete 124
Instalații de condiționare a aerului 64
Intensitate auditivă 143
Intensitatea excitațiilor 150
— luminoasă 243
— sonoră 145
Interferența luminii 218
Interferometru Michelson 223
Intervale 137
— de semiton 138
Întîrzierea fierberii 52
Iris 201

Kelvin, grad ~ 25
Kirchhoff, legea radiației a lui ~ 75

Lamelă de sticlă 216
Legea lui Brewster 232
— — Lambert 248
— radiației a lui Kirchhoff 75
— refracției 177
Lentile 189
— adiționale 207
— concave 190
— convergente 189
— convexe 190
— divergențe 189
—, sisteme de ~ 188
Lichefierea gazelor 109
Limita superioară a audibilității 124
Linii Fraunhofer 188
— nodale 132
Loschmidt, numărul lui ~ 111
Lucru mecanic adiabatic 89
— — izoterm 84
Lumen 245
Lumină albă 185
—, cuante de ~ 244
—, difracție 224
—, dispersie 185
—, efecte calorice 244
—, — chimice 248
—, — electrice 249
—, interferență 218
—, lungimi de undă 185
—, polarizare 231 u.
—, reflexie 167
—, refracție 177 u.
—, surse de ~ 162
—, teoria corpusculară 253
—, — ondulatorie 253
—, viteza 165
Lumînare 244
— Hefner 243
Luminescență 163
— electrică 163

Scanned with OKEN Scanner

Luminozitatea obiectivului 207
Lunetă 209
— astronomică 209
— de banc 211
— Galilei 215
— terestră 213
Lungime de undă 162
Lupă 205
Lux 246
Luxmetru 252

Magnetofon 136
Magnetistricţiune 159
Mărire 205
Maşină frigorifică 96
— — cu compresiune 96
Măsurarea temperaturilor 17, 79
Maxwell 115
Melc 148
Microscop 215
— electronic 261
Miopie 203
Mişcare browniană 121
— moleculară 117
Mol 29
Motor cu abur 91
— Diesel 95
— cu expansiune 92
— Otto 92

Neper 147
Nerv optic 202
Newton 253
Nicol 233
Nivel 211
Nuclee de condensare 65
Numărul lui Avogadro 111
— — Loschmidt 111

Oala lui Papin 60
Obiectiv 206
Ochelari 203
Ochi 201
Octavă 137
Ocular 207
— Huygens 214
— Ramsden 214
Oglindă concavă 171
— convexă 171
— curbă 171
— parabolică 173
— plană 168
— sferică 171
— unghiulară 170
Optică 162
— fiziologică 235
— T 221
Oscilaţii cu bătăi 140
Ostwald, teoria culorilor a lui ~ 239

Pata galbenă 202
Patefon 135
Pelicule subţiri 219
Penumbră 164
Perete acustic 143
Perpetuum mobile de speţa a doua 106
Piezoelectric, cuarţ ~ 159
Pigmenţi 231
Pirometru fotometric 79
Pistofon 136
Plăci vibratoare 131
Plan focal 191
Plane principale 196
Planck, Max ~ 78, 253
Poisson, ecuaţiile lui ~ 88
Polarizarea luminii 231
Pompă de căldură 97
Prag de audibilitate 149
— — durere 149
Presbitism 203
Presiunea internă 107
— — a radiaţiei sonore 145
— — — vaporilor 57
Principiul echipartiţiei 118
— al doilea al termodinamicii 106
Prismă 180
— acromatică 186
Procese ciclice 91
— — reversibile 102
Profunzimea cîmpului 208
Proiector 173
Propagarea căldurii 65
— luminii 164
— sunetului 125
Psihrometru 64
— oscilant 64
Punct de îngheţare 17
— — rouă 63
— — vaporizare a apei 17
Puncte termometrice fixe 45
Pupila ochiului 202
Putere calorifică 43
— — emisă 67
— — de reflexie 73
— — optică 191
— separatoare 228

Scanned with OKEN Scanner

Radiaţie corpusculară 260
— termică 71
Radiometru 77
— acustic 145
Randament al ciclului Carnot 100
— termic 98
Rază focală 173
— de lumină 164
— moleculară 116
Réaumur 18
Reflexie a luminii 167
— difuză 167
— totală 182
Refracţie 177
Refractometru 183
— cu imersie 183
Refractor 210
Reticul 210
Retină 201
Reverberaţie 156
Rezonanţă 141
Rezonator 143
Richmann, regula lui ~ 34
Ridicarea temperaturii de fierbere 47
Römer, Olaf 165

Salt de fază 218
Săruri paramagnetice 111
Scara cenuşiului 237
— imaginii 174
Secţiune eficace 120
Sesibilitatea spectrală a ochiului 236
Senzaţii 148
Sextant cu oglindă 171
Sirenă 123
Sistem uscat 216
Snellius, legea lui ~ 177
Soluţii 48
—, temperatura de fierbere 52
Solidificare 48
Spectre 185
Spectrograf 187
Spectru de absorbţie 188
Spectru acustic 140
— continuu 186
— de difracţie 188
— — linii 188
Stabilirea sunetului 156
Stare de agregare 45
— critică 109
Stefan—Boltzmann, legea ~ 77
Stereoscop 204
Sticlă crown 178
— flint 178
Stokes, regula lui ~ 255
Strălucire 248
Sublimare 51
Substanţe diatermane 72
Sunete 123, 124
— audibile 124
— complexe 137
— muzicale 124
Suprafaţă de audibilitate 149
Surse de căldură 42
Şanţ al discului de gramofon 136

Tabelă de abur 58
Teleobiectiv 207
Telescop cu oglindă 211
Temperatură 11
— absolută 24
Temperatură a aburului 57
— — amestecului 34
— critică 109
Temperatura de culoare 80
— — fierbere 50
— — — a apei 50
— — solidificare 45
— — topire 45
— neagră 80
Teodolit 211
Teoria cinetică a gazelor 111
— cuantelor 253
— corpusculară a luminii 253
— ondulatorie a luminii 253
Termoculori 21
Termograf 20
Termometru 17
— cu gaz 25
— cu rezistenţă 18, 21
— de maximă şi minimă 20
— medinal 19
Thermos 57
Timbru 140
Timpan 149
Timp de reverberaţie 158
Ton normal 151
— simplu 137
Topire 45
Transformare de stare a gazelor 80
— adiabatică 86
— izobară 82
— izocoră 82
— izotermă 81
— politropă 89
Transmisia căldurii 65
Transparenţă 73

Scanned with OKEN Scanner

Tubul lui Kundt 135
— microscopului 215
Tuburi luminescente 256
— sonore 133
Turmalin, lamă de ~ 233

Ulbricht, sfera lui ~ 252
Ultraroșu 162
Ultrasunete 124, 159
Ultraviolet 162
Umbră 164
Umezeală 62
Unde 259
— electromagnetice 162
— sonore 123
— staționare 131
— transversale 128
Unghi al prismei 181
— solid 245
— vizual 203
Ureche 148
— medie 149

Valorile pragurilor 149
Vapori 55
— de apă 51
—, entalpie 61
Vaporizare 50
Vas Dewar 69, 111
Vedere în relief 204
Vioară 142
Viteza moleculară 113
— sunetului 125
Volum molar 29
— specific 28
Vopsele fosforescente 256

Waals, Van der ~ 108
Wattsecundă 39
Weber-Fechner, legea ~ 150
Wien, legea de deplasarea lui ~ 78

Zero absolut 24
Zgomot 125

Sursa figurilor

Herbert Küstner, 25 Versuche aus der Physik, Volk und Wissen Volkseigener Verlag, Berlin, 1951: fig. 5 și 9.

Niese, 25 Freihandversuche, Volk und Wissen Volkseigener Verlag, Berlin, 1951: fig. 206.

Schaefer-Bergmann-Kliefoth, Grundaufgaben des physikalischen Praktikums, Teubner, Leipzig, 1948: fig. 27, 212, 303.

Grimsehl, Lehrbuch der Physik, Band III, Teubner, Leipzig, 1951: fig. 231, 253, 314.

Lehrbuch der Physik für die Grundschule. Volk und Wissen Volkseigener Verlag, Berlin, 1949: fig. 273.

Scanned with OKEN Scanner

Redactor responsabil: Finciuc Natalia
Tehnoredactor: Horowitz Ştrul

Dat la cules 18.03.1961. Bun de tipar 12.06.1961. Apărut 1961. Tiraj 5000+110 legate. Hîrtie semipelină de 65 g/m², 610×860/16. Coli editoriale 16,19. Coli de tipar 16,875. Planşe tipar 1. A. 0935/1961. C.Z. pentru bibliotecile mari 534/536. C.Z. pentru bibliotecile mici 534.

Întreprinderea Poligrafică Sibiu, str. I. V. Stalin 15 — R.P.R.

Scanned with OKEN Scanner

Lucrări
apărute în Editura Tehnică:

Helmut Lindner

ELEMENTE DE FIZICĂ ATOMICĂ ŞI NUCLEARĂ

Traducere din l. germană

pag. 292 lei 12,80

★

Helmut Lindner

FIZICA PENTRU TEHNICIENI

vol. I

(MECANICA FIZICĂ)

Traducere din l. germană

pag. 234 lei 11,50

★

Alexandru Cişman

FIZICA GENERALĂ

vol. II., ed. II-a

(ACUSTICĂ ŞI ELECTRICITATE)

pag. 576 lei 28,60

Lei 14,10

EDITURA TEHNICĂ

Scanned with OKEN Scanner